PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. September 1912. Redaktionsschluß für No. 19 am 14. September 1912. 13. Jahrgang.

INHALT:

Zum sechzigjährigen Professorenjubiläum von Johann Wilhelm Hittorf. S. 841.

Originalmitteilungen:

Lord Rayleigh, Elektrische Schwingungen an einem dünnen Ankerring. S. 842.

W. Voigt, Das Versagen des Kirchhoffschen Satzes über Emissions- und Absorptionsvermögen bei inhomogenen Körpern. S. 848.

J. Elster u. H. Geitel, Messungen der Intensität des Sonnenlichtes während der Finsternis vom 17. April d. J. S. 852.

G. Brentano, Experimentelles zur Kenntnis des Rückstandes der Leidener Flasche. S. 855.

F. C. Brown, Die Wirkung einer Verletzung durch Abschaben auf die elektrische Leitfähigkeit des Selens. S. 859.

W. Gaede, Die äußere Reibung der Gase und ein neues Prinzip für Luftpumpen: Die Molekularluftpumpe. S. 864.

A. H. Pfund, Vakuum-Thermoelemente und ein Verfahren zur Erzeugung hochgradiger Vakua. S. 870.

A. Righi, Die Emission von Ionen und Elektronen seitens eines Funkens in verdünnter Luft und die ionomagnetischen Drehungen. II. S. 873.

F. Kiebitz, Funkentelegraphische Beobachtungen während der Sonnenfinsternis am 17. April 1912. S. 890.

G. Leithäuser, Über die Verwendung von Flammen als Anzeiger für elektrische Wellen. S. 892.

H. Kost, Über Widerstände hoher Ohmzahlen. S. 894.

F. Busch u. Ch. Jensen, Zur Klarstellung. S. 896.

Zusammenfassender Bericht:

Fr. Heusler u. E. Take, Die Natur der Heuslerschen Legierungen. S. 897.

Besprechungen:

G. K. Burgess u. H. Le Chatelier, The measurement of high temperatures. S. 908.

A. G. Webster, The dynamics of particles and of rigid, elastic and fluid bodies. S. 909.

E. Mach, Populär-wissenschaftliche Vorlesungen. S. 909.

E. Orlich, Die Theorie der Wechselströme. S. 909.

R. Marc, Vorlesungen über die chemische Gleichgewichtslehre und ihre Anwendung auf die Probleme der Mineralogie, Petrographie und Geologie. S. 910.

G. W. Berndt, Kompendium der Experimentalphysik. S. 910.

M. Dolinski, Lehrbuch der Physik für höhere Handelsschulen (Handelsakademien). S. 910.

W. Donle, Lehrbuch der Experimentalphysik für den Unterricht an höheren Lehranstalten. S. 910.

A. L. W. van der Veen, Physisch en kristallografisch Onderzoek naar de Symmetrie van Diamant. S. 910.

H. Lehmann, Die Kinematographie, ihre Grundlagen und ihre Anwendungen. S. 911.

A. v. Hübl, Die photographischen Lichtfilter. S. 911.

W. Spalteholz, Über das Durchsichtigmachen von menschlichen und tierischen Präparaten. S. 911.

K. W. Wolf-Czapek, Angewandte Photographie in Wissenschaft und Technik. I. S. 912.

J. Poirot, Phonetik. S. 912.

V. Pöschl, Einführung in die Kolloidchemie. S. 912.

H. Klingelhöffer, Leitfaden der Physik. S. 912.

Tagesereignisse. S. 912.

Personalien. S. 912.

Angebote. S 912.

Zum sechzigjährigen Professorenjubiläum von Johann Wilhelm Hittorf.

(Porträt auf Tafel XXVII.)

Vor nunmehr sechzig Jahren hat Wilhelm Hittorf die Doppelprofessur für Physik und Chemie an der Akademie in Münster übernommen. Man konnte zweifeln, ob die zweifache Belastung und die bescheidenen Mittel des von ihm geleiteten Instituts nicht eine wesentliche Hemmung für die wissenschaftliche Arbeit bedeuten würden. Hittorf hat beides in einen Segen für die weitere Entwicklung der Wissenschaft zu verwandeln gewußt. Mit sicherer und fester Hand ergriff er ein Gebiet, zu dessen Bearbeitung auch geringere äußere Hilfsmittel genügten, und in dem ein wirklicher Fortschritt nur durch die Vereinigung von physikalischen und chemischen Kenntnissen erzielt werden konnte, wie sie bei Hittorf in seltenem Maße vorhanden war. Den Zustand der Verwirrung und Unklarheit, in dem sich die Lehre von der Elektrolyse zu jener Zeit befand, hat Hittorf selber in der Schrift „Elektrolyte sind Salze“ in klassischer Weise geschildert, einer Schrift, der man es kaum anmerkt, daß sie aus einem rein polemischen Anlasse entstanden ist. Wahrheiten und Tatsachen, die uns als ein geschichtliches Gut überliefert werden, sind wir nur zu geneigt, als etwas Selbstverständliches hinzunehmen. Wir denken nicht mehr an die Jahre voll entsagender Mühe und Arbeit, die es gekostet hat, der neuen Wahrheit alten Vorurteilen und Meinungen gegenüber Geltung zu verschaffen. Hittorf sind solche Jahre nicht erspart geblieben, er hat schwerer als viele andere gegen den Glauben an herrschende Autoritäten gekämpft, und hat unter diesem Kampfe gelitten. Aber er hat doch den Sieg der von ihm verkündeten Wahrheit erlebt, und hat gesehen, wie auf dem von ihm gelegten Grunde eine neue Wissenschaft voll reichen Inhalts sich erhob. Dieselbe Genugtuung durfte er auch auf dem zweiten Gebiete erleben, dem er seine Tätigkeit zugewandt hat, den Erscheinungen der elektrischen Entladung in Gasen. Er hat auch hier die Methoden der experimentellen Untersuchung geschaffen und hat durch seine Entdeckungen

über die Kathodenstrahlen die Bahn gebrochen für eine der wunderbarsten Entwicklungen, von der die Geschichte der Physik zu erzählen hat. Nur selten ist es einem Forscher vergönnt, von so hoher Warte aus zurückzublicken auf die Arbeit seines Lebens, die ihm selber zur Geschichte geworden ist, von welcher die Nebel, die der Kampf des Tages darüber breitet, längst gewichen sind, und die nun in reiner Klarheit vor ihm liegt. Möge dem hochverehrten Jubilar das Gefühl dessen, was er Unvergängliches für die Wissenschaft geleistet hat, und wofür ihm der Dank und die Bewunderung aller Zeiten sicher ist, ein Trost sein, wenn die Fortführung der Arbeit für die eigene Hand zu schwer, wenn er selber aus einem Kämpfenden und Arbeitenden zu einem Ruhenden und Beschauenden geworden ist. War es ihm doch länger als den meisten anderen beschieden, die Hand am Pfluge zu halten und seine Furchen zu ziehen. Mögen ihm noch manche Tage eines friedlichen und beglückenden Alters gegeben sein. In diesem Wunsche weiß sich die Physikalische Zeitschrift einig mit allen, welche teilnehmen an der Entwicklung der physikalischen und chemischen Forschung, und welche ihres Nestors heute in dankbarer Verehrung gedenken.

E. Riecke.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Elektrische Schwingungen an einem dünnen Ankerring.
(Electrical Vibrations on a Thin Anchor-Ring.)

Von Lord Rayleigh[1]).

Zwar hat man sich vielfach mit dem interessanten Gegenstande der elektrischen Schwingungen beschäftigt, aber wir haben verhältnismäßig wenige Beispiele, in denen man zu bestimmten mathematischen Lösungen gelangt ist. Diese Probleme werden sehr vereinfacht, wenn man die Leiter als vollkommen voraussetzt, aber selbst dann bleiben für gewöhnlich die Schwierigkeiten ganz gewaltig. Abgesehen von Fällen, in denen man die Fortpflanzung als in einer Dimension erfolgend ansehen kann[2]), besitzen wir die Lösungen von Sir J. Thomson für elektrische Schwingungen auf einer leitenden Kugel oder einem leitenden Zylinder[3]). Aber diese Schwingungen haben so wenig Bestand, daß sie kaum diesen Namen verdienen. Ein lehrreicheres Beispiel liefert ein Leiter in Gestalt eines Kreisringes, dessen kreisförmiger Querschnitt als klein vorausgesetzt wird. In diesem Falle ist in der Umgebung des Leiters ein beträchtlicher Energievorrat vorhanden, der mehr oder minder stark aufgefangen wird und somit Schwingungen von erheblicher Beständigkeit zuläßt. Dieses Problem ist in sehr geschickter Weise im Jahre 1897 von Pocklington behandelt worden[4]), aber mit unzureichenden Erklärungen[5]). Überdies beschränkt Pocklington seine detaillierten Schlußfolgerungen auf eine besondere Art freier Schwingungen. Ich glaube, es wird nützlich sein, wenn ich die Aufmerksamkeit auf diese Untersuchung lenke und das Ergebnis für die Strahlung von Schwingungen höherer Arten angebe. Ich will aber nicht versuchen, den Gegenstand hier nochmals vollständig darzustellen.

Pocklington geht von den Hertzschen Formeln für einen elementaren Oszillator im Anfangspunkte der Koordinaten ξ, η, ζ aus:

$$\left.\begin{aligned} P &= \frac{d^2\Pi}{d\xi\, d\zeta}, \\ Q &= \frac{d^2\Pi}{d\eta\, d\zeta}, \\ R &= \frac{d^2\Pi}{d\zeta^2} + \alpha^2\Pi, \end{aligned}\right| \qquad (1)$$

wo

$$\Pi = e^{i\alpha v}\, e^{ipt}/\varrho \qquad (2)$$

ist, und wo P, Q, R die Komponenten der elektromotorischen Intensität sind, $2\pi/p$ die Periode der Störung und $2\pi/\alpha$ die dieser Periode entsprechende Wellenlänge im freien Äther ist. In einer großen Entfernung ϱ von der Quelle erhalten wir aus (1):

$$P, Q, R = \frac{\alpha^2 e^{i\alpha v}}{\varrho}\left(-\frac{\xi\zeta}{\varrho^2},\ -\frac{\eta\zeta}{\varrho^2},\ 1-\frac{\zeta^2}{\varrho^2}\right). \qquad (3)$$

Die Resultierende ist senkrecht zu ϱ und liegt in der Ebene, die ϱ und ζ enthält. Ihre Größe ist

$$-\frac{\alpha^2 e^{i\alpha v}}{\varrho}\sin\chi, \qquad (4)$$

wo χ der Winkel zwischen ϱ und ζ ist.

Die verlangte Lösung erhält man durch Verteilung elementarer Oszillatoren dieser Art längs der Achse des Ringes, wobei die Achse des Oszillators überall tangential zur Achse des Ringes und der Intensitätskoeffizient proportional zu $\cos m\varphi'$ ist, wo m eine ganze Zahl ist und φ' einen Punkt auf der Achse bestimmt. Die Berechnung erfolgt in Funktionen der Semipolarkoordinaten z, ω, φ; dabei ist die Symmetrie-

1) Vorgetragen in der Royal Society zu London am 27. Juni 1912.

2) Phil. Mag. (5) **43**, 125, 1897; (5) **44**, 199, 1897; Scientific Papers **4**, 276, 327.

3) Recent Researches 1893, §§ 301, 312.

4) Cambr. Proc. **9**, 324, 1897.

5) Vgl. W. Mc F. Orr, Phil. Mag. (6) **6**, 667, 1903.

achse die z-Achse, und der Anfangspunkt liegt im Mittelpunkte der kreisförmigen Achse. Der Halbmesser der kreisförmigen Achse ist a und der Halbmesser des kreisförmigen Querschnittes ε, wobei ε klein gegen a ist. Die Bedingung, die erfüllt sein muß, ist die, daß in jedem Punkte der Ringoberfläche, wo $(\omega - a)^2 + z^2 = \varepsilon^2$ ist, die tangentiale Komponente von (P, Q, R) verschwinden soll. Diese Bedingung wird durch die vorstehende Spezifikation nicht absolut erfüllt; Pocklington weist aber nach, daß für den verlangten Annäherungsgrad die Spezifikation ausreicht, vorausgesetzt, daß α passend gewählt wird. Die Gleichung, welche α bestimmt, drückt das Verschwinden jener tangentialen Komponente aus, die zur kreisförmigen Achse parallel ist, und nimmt die Gestalt

$$\int_0^{\pi} d\varphi \, \Pi_0 \cos m\varphi \, (m^2 - \alpha^2 a^2 \cos\varphi) = 0 \qquad (5)$$

an, wo

$$\Pi_0 = \frac{e^{i\alpha\left[\varepsilon^2 + 4\omega a \sin^2 \frac{1}{2}\varphi\right]}}{\sqrt{\left[\varepsilon^2 + 4\omega a \sin^2 \frac{1}{2}\varphi\right]}} \qquad (6)$$

ist.

In Gleichung (5) müssen wir das große Glied, das in dem Integral auftritt, wenn φ klein ist, und das endliche Glied beibehalten, können aber kleine Größen vernachlässigen. So findet Pocklington denn:

$$\int_0^{\pi} \frac{(a^2\alpha^2 \cos\varphi - m^2) \cos m\varphi \, d\varphi}{\sqrt{\left\{\varepsilon^2 + 4a^2 \sin^2 \frac{1}{2}\varphi\right\}}} + \int_0^{\pi} \frac{\left(e^{2i\alpha a \sin^2 \frac{1}{2}\varphi} - 1\right)(a^2\alpha^2 \cos\varphi - m^2) \cos m\varphi \, d\varphi}{2a \sin \frac{1}{2}\varphi} = 0, \qquad (7)$$

wo für diesen Annäherungsgrad die Bedingung in allen Punkten eines Querschnittes dieselbe ist.

Das erste Integral in Gleichung (7) läßt sich für jeden beliebigen (Integral-)Wert von m berechnen. Wenn wir $\frac{1}{2}\varphi = \psi$ schreiben, so erhalten wir:

$$\int_0^{\frac{1}{2}\pi} \frac{(a^2\alpha^2 \cos 2\psi - m^2) \cos 2m\psi \, d\psi}{a\sqrt{\{\varepsilon^2/4a^2 + \sin^2\psi\}}}. \qquad (8)$$

Der große Teil des Integrales ergibt sich aus kleinen Werten von ψ. Wir teilen den Integrationsbereich in zwei Teile, einen, der von 0 bis ψ reicht, wo ψ zwar klein, aber doch im Vergleich zu $\varepsilon/2a$ groß ist, und einen zweiten, der von ψ bis $\frac{1}{2}\pi$ reicht. Im ersten Teil können wir $\cos 2\psi$, $\cos 2m\psi$ durch 1 und $\sin^2\psi$ durch ψ^2 ersetzen. Auf diese Weise erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{a^2\alpha^2 - m^2}{a} \log\left\{\psi + \sqrt{(\varepsilon^2/4a^2 + \psi^2)}\right\}_0^{\psi} = \\ &= \frac{a^2\alpha^2 - m^2}{a} (\log 4a/\varepsilon + \log\psi). \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Sonach ist in erster Annäherung $\alpha a = +m$. Im zweiten Teile des Integrationsbereiches können wir $\varepsilon^2/4a^2$ gegenüber $\sin^2\psi$ vernachlässigen und erhalten dann:

$$\int_{\psi}^{\frac{1}{2}\pi} \frac{(a^2\alpha^2 \cos 2\psi - m^2) \cos 2m\psi \, d\psi}{a \sin\psi}. \qquad (10)$$

Der Zähler läßt sich als eine Summe von Gliedern von der Form $\cos^{2n}\psi$ ausdrücken, und für jedes dieser Glieder läßt sich das Integral, wenn man $\cos\psi = z$ setzt, nach der Formel

$$\int \frac{z^{2n}\,dz}{z^2 - 1} = z + \frac{z^3}{3} + \frac{z^5}{5} + \cdots + \frac{z^{2n-1}}{2n-1} + \frac{1}{2}\log\frac{1-z}{1+z}$$

berechnen. Demnach ist, wenn man kleine Größen vernachlässigt,

$$\left.\begin{aligned} &\int_{\psi}^{\frac{1}{2}\pi} \frac{\cos^{2n}\psi \, d\psi}{\sin\psi} = \cos\psi - \frac{\cos^3\psi}{3} - \\ &- \cdots - \frac{\cos^{2n-1}\psi}{2n-1} - \operatorname{logtang}\frac{1}{2}\psi = \\ &= -1 - \frac{1}{3} - \cdots - \frac{1}{2n-1} - \log\frac{1}{2}\psi. \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

Beispielsweise ist

$$\int_{\psi}^{\frac{1}{2}\pi} \frac{\cos^2\psi \, d\psi}{\sin\psi} = -1 - \log\frac{1}{2}\psi,$$

$$\int_{\psi}^{\frac{1}{2}\pi} \frac{\cos^4\psi \, d\psi}{\sin\psi} = -\frac{4}{3} - \log\frac{1}{2}\psi.$$

Die Summe der Koeffizienten in der Reihe der (mit $\cos^{2n}\psi$) analogen Glieder, welche den Zähler des Ausdrucks (10) darstellt, ist notwendig $a^2\alpha^2 - m^2$, denn das ist der Wert des Zählers selbst, wenn $\psi = 0$ ist. Der besondere Wert von ψ, der für die Teilung des Integrationsbereiches gewählt wurde, verschwindet also aus der Summe von (9) und (10), wie es ja auch der Fall sein muß.

Wenn $m = 1$ ist, was der von Pocklington speziell betrachteten tiefsten Schwingungsform entspricht, so ist der Zähler des Ausdrucks (10): $4a^2\alpha^2\cos^4\psi - (4a^2\alpha^2 + 2)\cos^2\psi + a^2\alpha^2 + 1$, und der Wert des Integrals ist demgemäß

$$\frac{1}{a}\left[2-\frac{4\,a^2\,\alpha^2}{3}-(a^2\,\alpha^2-1)\log\frac{1}{2}\psi\right].$$

Hierzu ist nach Gleichung (9) zu addieren:

$$\frac{a^2\,\alpha^2-1}{a}\left[\log\frac{4\,a}{\varepsilon}+\log\psi\right],$$

und das ergibt zusammen für den Wert des Ausdrucks (8):

$$\frac{1}{a}\left[(a^2\,\alpha^2-1)\log\frac{8\,a}{\varepsilon}+2-\frac{4\,a^2\,\alpha^2}{3}\right]. \quad (12)$$

Das zweite Integral in Gleichung (7) liefert nur endliche Glieder; es ist aber insofern wichtig, als es den imaginären Teil von α und damit die Zerstreuungsgeschwindigkeit bestimmt. Wir können es schreiben als:

$$\frac{m^2}{2\,a}\int_0^{\frac{1}{2}\pi} d\psi\,\frac{e^{ix\sin\psi}-1}{\sin\psi}\{\cos(2\,m+2)\,\psi+ \\ +\cos(2\,m-2)\,\psi-2\cos 2\,m\,\psi\}, \quad (13)$$

wo annähernd

$$x^2=4\,a^2\,\alpha^2=4\,m^2$$

ist.

Pocklington weist nach, daß der imaginäre Teil des Ausdrucks (13) sich mit Hilfe Besselscher Funktionen ausdrücken läßt. Wir können annehmen:

$$\frac{2}{\pi}\int_0^{\frac{1}{2}\pi} d\psi\cos 2\,n\,\psi\,e^{ix\sin\psi}=\{J_{2n}(x)+ \\ +i\,K_{2n}(x), \quad (14)^1)$$

woraus

$$\int_0^{\frac{1}{2}\pi} d\psi\cos 2\,n\,\psi\,\frac{e^{ix\sin\psi}-1}{\sin\psi}= \\ -\frac{i\,\pi}{2}\int_0^x\{J_{2n}(x)+i\,K_{2n}(x)\}\,d\,x \quad (15)$$

folgt.

Demgemäß können wir den Ausdruck (13) durch

$$\frac{i\,m^2\,\pi}{4\,a}\int_0^x dx\{J_{2m+2}(x)-2\,J_{2m}(x)+J_{2m-2}(x)+ \\ +i\,(K_{2m+2}-2\,K_{2m}+K_{2m-2})\} \quad (16)$$

ersetzen.

Nun ist[2])

$$J_{2m+2}-2\,J_{2m}+J_{2m-2}=4\,J''_{2m},$$

mithin

$$\int_0^x dx\{J_{2m+2}-2\,J_{2m}+J_{2m-2}\}=4\,J'_{2m}= \\ =2\,J_{2m-1}-2\,J_{2m+1} \quad (17)$$

1) vgl. Theory of Sound, § 302.
2) Gray and Mathews, Bessels Functions, S. 13.

Der imaginäre Teil des Ausdrucks (13) ist sonach einfach:

$$\frac{i\,m^2\,\pi}{2\,a}\{J_{2m-1}(x)-J_{2m+1}(x)\}. \quad (18)$$

Eine entsprechende Theorie für die K-Funktionen scheint nicht entwickelt worden zu sein.

Wenn $m=1$ wird, so wird unsere Gleichung:

$$\left(\frac{x^2}{4}-1\right)\log\frac{8\,a}{\varepsilon}=-\frac{i\,\pi}{2}\{J_1(x)-J_3(x)\}+\frac{x^2}{3}- \\ -2-\int_0^{\frac{1}{2}\pi} d\psi\,\frac{\cos(x\sin\psi)-1}{2\sin\psi}(1-2\cos 2\psi+\cos 4\psi), \quad (19)$$

und auf der rechten Seite können wir x durch seinen ersten Näherungswert ersetzen. Greifen wir auf Gleichung (2) zurück, so sehen wir, daß wir für α und für x das negative Vorzeichen wählen müssen, so daß $x=-2$ wird. Das imaginäre Glied auf der rechten Seite ist also

$$\frac{i\,\pi}{2}\{J_1(2)-J_3(2)\}=0{,}70336\,i.$$

Für das reelle Glied berechnet Pocklington 0,485. Wenn wir also L für $\log(8a/\varepsilon)$ schreiben, so erhalten wir demnach:

$$-\alpha=\frac{1}{a}\{1+(0{,}243+0{,}352\,i)/L\}. \quad (20)$$

„Mithin ist die Schwingungsperiode gleich der Zeit, die eine freie Welle braucht, um eine Strecke gleich dem mit $1-0{,}243/L$ multiplizierten Kreisumfange zu durchlaufen, und das Verhältnis der Amplituden aufeinander folgender Schwingungen ist $1:e^{-2{,}21/L}$ oder $1-2{,}21/L$."

Der allgemeine Wert von m (19) wird nämlich ersetzt durch

$$(a^2\,\alpha^2-m^2)\,L= \\ =\frac{i\,m^2\,\pi}{2}\{J_{2m-1}(2m)-J_{2m+1}(2m)\}+R, \quad (21)$$

wo R eine reelle endliche Zahl ist, und schließlich ist:

$$-\alpha=\frac{m}{a}\left[1+\frac{R}{2\,m^2\,L}+\frac{i\,\pi}{4\,L}\{J_{2m-1}(2m)- \right. \\ \left. -J_{2m+1}(2m)\}\right]. \quad (22)$$

Das Verhältnis der Amplituden aufeinander folgender Schwingungen ist also:

$$1:1-\pi^2\{J_{2m-1}(2m)-J_{2m+1}(2m)\}/2L, \quad (23)$$

wo die Werte für $J_{2m-1}(2m)-J_{2m+1}(2m)$ aus den Tabellen (bei Gray und Mathews) entnommen werden können. Bis hinauf zu $m=12$ finden wir:

m	$\mathcal{J}_{2m-1}(2m) - \mathcal{J}_{2m+1}(2m)$
1	0,448
2	0,298
3	0,232
4	0,194
5	0,169
6	0,150
7	0,136
8	0,125
9	0,116
10	0,108
11	0,102
12	0,096

Es scheint, daß die Dämpfung während einer einzelnen Schwingung abnimmt, wenn m zunimmt, also je größer die Anzahl der Unterteilungen des Umfanges wird.

Einen Näherungsausdruck für die Größe in der Tabelle bei großem m können wir ohne weiteres aus einer Formel erhalten, die wir Nicholson[1]) verdanken. Nicholson weist nämlich nach, daß, wenn n und z groß und nahezu gleich sind, $J_n(z)$ zu dem Airyschen Integral in Beziehung steht.

In der Tat ist

$$J_n(z) = \frac{1}{\pi}\left(\frac{6}{z}\right)^{\frac{1}{3}} \int_0^\infty \cos\left\{w^3 + (n-z)\left(\frac{6}{z}\right)^{\frac{1}{3}} w\right\} dw =$$

$$= \frac{1}{\pi}\left(\frac{6}{z}\right)^{\frac{1}{3}}\left[\frac{\Gamma\left(\frac{1}{3}\right)}{2\sqrt{3}} - (n-z)\left(\frac{6}{z}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)}{2\sqrt{3}}\right], \tag{24}$$

so daß

$$J_{2m-1}(2m) - J_{2m+1}(2m) = \left(\frac{3}{m}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)}{\pi\sqrt{3}} \tag{25}$$

wird.

Wenn wir diese Formel für $m = 10$ anwenden, so erhalten wir 0,111 gegenüber dem Werte 0,108 in der Tabelle[2]).

Aus Gleichung (25) folgt, daß die Dämpfung in jeder Schwingung mit zunehmendem m unbegrenzt abnimmt. Andererseits ändert sich die Dämpfung in einer gegebenen Zeit wie $m^{\frac{1}{3}}$ und nimmt, wenn langsam, mit m unbegrenzt zu.

Wir gehen nun dazu über, den Charakter in großer Entfernung von der seitens des Ringes ausgestrahlten Schwingung näher zu untersuchen. Zu diesem Zwecke wählen wir die x- und die y-Achse in der Ebene des Ringes und können die Koordinaten (x, y, z) irgendeines Punktes auch durch $r\sin\theta\cos\varphi$, $r\sin\theta\sin\varphi$, $r\cos\theta$ ausdrücken. Der Beitrag eines Elementes $a\,d\varphi'$ in φ' wird durch Gleichung (4) gegeben. Die Richtungskosinusse dieses Elementes sind $\sin\varphi'$, $-\cos\varphi'$, 0, und jene der von ihm herrührenden Störung sollen l, m, n sein. Die Richtung dieser Störung steht senkrecht zu r und liegt in der Ebene, die r und das Bogenelement $a\,d\varphi'$ enthält. Die erste Bedingung ergibt:

$$lx + my + nz = 0,$$

und die zweite:

$$l \cdot z\cos\varphi' + m \cdot z\sin\varphi' - n(x\cos\varphi' + y\sin\varphi') = 0;$$

mithin ist:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{l}{(z^2+y^2)\sin\varphi' + xy\cos\varphi'} = \\ &= \frac{-m}{(z^2+x^2)\cos\varphi' + xy\sin\varphi'} = \\ &= \frac{n}{zy\cos\varphi' - zx\sin\varphi'}. \end{aligned}\right\} \tag{26}$$

Die Summe der Quadrate der Nenner in Gleichung (26) ist

$$r^2\{z^2 - (y\sin\varphi' + x\cos\varphi')^2\};$$

ferner ist im Ausdruck (4)

$$\left.\begin{aligned} \sin^2\chi &= 1 - \frac{(x\sin\varphi' - y\cos\varphi')^2}{r^2} = \\ &= \frac{z^2 + (x\cos\varphi' + y\sin\varphi')^2}{r^2}. \end{aligned}\right\} \tag{27}$$

und mithin

$$\left.\begin{aligned} r^2 \cdot l\sin\chi &= (z^2+y^2)\sin\varphi' + xy\cos\varphi', \\ -r^2 \cdot m\sin\chi &= (z^2+x^2)\cos\varphi' + xy\sin\varphi', \\ r^2 \cdot n\sin\chi &= zy\cos\varphi' - zx\sin\varphi'. \end{aligned}\right\} \tag{28}$$

Diesen Größen sind die von dem Element $a\,d\varphi'$ herrührenden Komponenten P, Q, R proportional.

Ehe wir zu einer Integration schreiten können, müssen wir noch zwei weitere Faktoren betrachten. Der erste betrifft die Intensität der in $a\,d\varphi'$ gelegenen Quelle. Um diese darzustellen, müssen wir $\cos m\varphi'$ einführen. Andererseits entsteht die Frage nach der Phase. In e^{iaq} haben wir

$$q = r - a\sin\theta\cos(\varphi' - \varphi),$$

und im Nenner des Ausdrucks (4) können wir den Unterschied zwischen q und r vernachlässigen. Somit erhalten wir für die von $a\,d\varphi'$ herrührenden Komponenten:

$$\left.\begin{aligned} P = -\frac{a^2 a e^{iar}}{r} d\varphi'\, e^{-iaa\sin\theta\cos(\varphi'-\varphi)} \cdot \\ \cdot \cos m\varphi' \frac{(z^2+y^2)\sin\varphi' + xy\cos\varphi'}{r^2}, \end{aligned}\right\} \tag{29}$$

nebst ähnlichen Ausdrücken für R und Q, entsprechend den Gliedern auf der rechten Seite

1) Phil. Mag. (6) **16**, 276, 277, 1908.

2) $\log_{10}\Gamma\left(\frac{2}{3}\right) = 0{,}13166$.

der Gleichungen (28). Die zu betrachtenden Integrale können wir einstweilen mit S, C bezeichnen, wo

$$S, C = \int_{-\pi}^{+\pi} d\varphi' \cos m\varphi' \, e^{-i\xi\cos(\varphi'-\varphi)} (\sin\varphi', \cos\varphi) \tag{30}$$

ist, wenn wir ξ für $\alpha a \sin\theta$ schreiben. Hier ist

$$S = \frac{1}{2}\int_{-\pi}^{+\pi} d\varphi' e^{-i\xi\cos(\varphi'-\varphi)} \{\sin(m+1)\varphi' - \\ - \sin(m-1)\varphi'\},$$

und in dieser Gleichung ist, wenn wir ψ statt $\varphi' - \varphi$ schreiben:

$$\sin(m+1)\varphi' = \sin(m+1)\psi\cos(m+1)\varphi + \\ + \cos(m+1)\psi\sin(m+1)\varphi.$$

Wir finden somit:

$$S = \Theta_{m+1}\sin(m+1)\varphi - \Theta_{m-1}\sin(m-1)\varphi, \tag{31}$$

wo

$$\Theta = \int_0^{\pi} d\psi \cos n\psi \, e^{-i\xi\cos\psi} \tag{32}$$

ist.

Auf dieselbe Weise erhalten wir

$$C = \Theta_{m+1}\cos(m+1)\varphi + \Theta_{m-1}\cos(m-1)\varphi. \tag{33}$$

Nun ist

$$\Theta_n = \int_0^{\pi} d\psi \cos n\psi \, \{\cos(\zeta\cos\psi) - i\sin(\zeta\cos\psi)\}.$$

Wenn n gerade ist, so verschwindet der imaginäre Teil und es wird

$$\Theta_n = \frac{\pi J_n(\zeta)}{\cos\frac{1}{2}n\pi}. \tag{34}$$

Wenn dagegen n ungerade ist, so verschwindet der imaginäre Teil, und es wird

$$\Theta_n = -\frac{i\pi J_n(\zeta)}{\sin\frac{1}{2}n\pi}. \tag{35}$$

Wenn also m gerade ist, so sind $m+1$ und $m-1$ beide ungerade und S und C beide imaginär. Wenn aber m gerade ist, sind S und C beide reell.

Als Richtungsfunktionen können wir P, Q, R proportional

$$S\cdot\frac{z^2+y^2}{r^2} + C\frac{xy}{r^2},$$

$$-C\frac{z^2+x^2}{r^2} - S\frac{xy}{r^2},$$

$$C\frac{zy}{r^2} - S\frac{zx}{r^2}$$

annehmen.

Einerlei, ob m ungerade oder gerade ist, die drei Komponenten sind in derselben Phase. Ebenso ist die durch $P^2+Q^2+R^2$ dargestellte Intensität der Störung als Funktion von θ und φ:

$$\cos^2\theta(S^2+C^2) + \sin^2\theta(C\cos\varphi + S\sin\varphi)^2, \tag{36}$$

ein Ausdruck, dessen Vorzeichen gewechselt werden muß, wenn m gerade ist. Setzen wir die Werte von S und C als Funktionen von θ aus den Gleichungen (31) und (33) ein, so finden wir, daß $P^2+Q^2+R^2$ porportional ist

$$\cos^2\theta\{\Theta_{m+1}^2 + \Theta_{m-1}^2 + 2\Theta_{m+1}\Theta_{m-1}\cos 2m\varphi\} + \\ + \sin^2\theta\cos^2 m\varphi\{\Theta_{m+1} + \Theta_{m-1}\}^2. \tag{37}$$

Hieraus geht hervor, daß für solche Richtungen, die in der Ebene des Ringes ($\cos\theta = 0$) liegen, die Strahlung mit $\cos m\varphi$ verschwindet. Der Ausdruck (37) läßt sich auch als

$$\Theta_{m+1}^2 + \Theta_{m-1}^2 + 2\Theta_{m+1}\Theta_{m-1}\cos 2m\varphi - \\ - \frac{1}{2}\sin^2\theta(\Theta_{m+1}\Theta_{m-1})^2(1-\cos 2m\varphi) \tag{38}$$

schreiben, oder als Funktion von J-Funktionen, nach Gleichung (34) und (35), als

$$\pi^2\left[J_{m+1}^2 + J_{m-1}^2 - 2J_{m+1}J_{m-1}\cos 2m\varphi - \right. \\ \left. - \frac{1}{2}\sin^2\theta(J_{m+1} + J_{m-1})^2(1-\cos 2m\varphi)\right], \tag{39}$$

und zwar einerlei, ob m ungerade oder gerade ist. Das Argument der J-Funktionen ist $\alpha a\sin\theta$.

Längs der Symmetrieachse ($\theta = 0$) muß der Ausdruck (39) von φ unabhängig sein. Daß dies der Fall ist, finden wir bestätigt, wenn wir bedenken, daß $J_n(0)$ verschwindet, außer wenn $n = 0$ ist. Der Ausdruck (39) verschwindet somit ganz und gar mit θ, außer für $m = 1$, wo er sich einfach auf π^2 reduziert[1]). In der Umgebung der Achse hat die Intensität die Größenordnung θ^{2m-2}.

In der Ebene des Ringes ($\sin\theta = 1$) reduziert sich der allgemeine Ausdruck auf

$$\left.\begin{array}{l}\pi^2(J_{m+1} - J_{m-1})^2\cos^2 m\varphi \\ \text{oder} \\ 4\pi^2 J_m'^2\cos^2 m\varphi.\end{array}\right\} \tag{40}$$

Es ist interessant, auch den über einen räumlichen Winkel berechneten Mittelwert von (39) zu betrachten. Der Mittelwert in bezug auf φ ist offenbar

$$\pi^2\left[J_{m+1}^2 + J_{m-1}^2 + \frac{1}{2}\sin^2\theta(J_{m+1}+J_{m-1})^2\right]. \tag{41}$$

1) (20. Juni. — Umgekehrt erregen parallel zur Symmetrieachse fortschreitende und auf den Ring auftreffende ebene Wellen keine von den höheren Schwingungsweisen.)

Nach einer bekannten Formel für Besselsche Funktionen ist

$$\{J_{m+1}(\zeta) + J_{m-1}(\zeta)\}^2 = \frac{4m^2}{\zeta^2} J_m^2(\zeta). \quad (42)$$

Für den vorliegenden Zweck ist

$$\zeta^2 = a^2 \alpha^2 \sin^2\theta = m^2 \sin^2\theta,$$

und der Ausdruck (41) wird:

$$\pi^2 [J_{m+1}^2(\zeta) + J_{m-1}^2(\zeta) - 2 J_m^2(\zeta)]. \quad (43)$$

Um das Mittel über einen räumlichen Winkel zu erhalten, müssen wir diesen Wert mit $\sin\theta d\theta$ multiplizieren und von o bis $\frac{1}{2}\pi$ integrieren. Zu diesem Zwecke brauchen wir die Größe

$$\int_0^{\frac{1}{2}\pi} J_n^2(m\sin\theta)\sin\theta\, d\theta, \quad (44)$$

ein Integral, das anscheinend nicht ausgewertet worden ist.

Nach einer bekannten Entwicklung[1]) erhalten wir:

$$J_0\left(2m\sin\theta\sin\tfrac{1}{2}\beta\right) = J_0^2(m\sin\theta) + 2J_1^2(m\sin\theta)\cos\beta + 2J_2^2(m\sin\theta)\cos^2\beta + \cdots,$$

woraus folgt:

$$\begin{aligned}\int_0^{\frac{1}{2}\pi} J_0\left(2m\sin\theta\sin\tfrac{1}{2}\beta\right)\sin\theta\, d\theta &= \\ = \int_0^{\frac{1}{2}\pi} J_0^2(m\sin\theta)\sin\theta\, d\theta &+ \\ + 2\cos\beta \int_0^{\frac{1}{2}\pi} J_1^2(m\sin\theta)\sin\theta\, d\theta &+ \cdots\cdots + \\ + 2\cos n\beta \int_0^{\frac{1}{2}\pi} J_n^2(m\sin\theta)\sin\theta\, d\theta&. \end{aligned} \quad (45)$$

Nun ist[2]) für das Integral auf der linken Seite dieser Gleichung:

$$\int_0^{\frac{1}{2}\pi} J_0\left(2m\sin\theta\sin\tfrac{1}{2}\beta\right)\sin\theta\, d\theta = \frac{\sin\left(2m\sin^2\frac{1}{2}\beta\right)}{2m\sin\frac{1}{2}\beta},$$

und somit

$$\begin{aligned}\int_0^{\frac{1}{2}\pi} J_n^2(m\sin\theta)\sin\theta\, d\theta &= \\ = \frac{1}{2\pi m}\int_0^{\pi} d\beta\cos n\beta \frac{\sin\left(2m\sin\frac{1}{2}\beta\right)}{2m\sin\frac{1}{2}\beta} &= \\ = \frac{1}{\pi m}\int_0^{\frac{1}{2}\pi} d\psi\cos 2n\psi \frac{\sin(2m\sin\psi)}{\sin\psi} &= \\ = \frac{1}{2m}\int_0^{2m} J_{2n}(x)\, dx&, \end{aligned} \quad (46)$$

wie in Gleichung (15). Mithin ist der Mittelwert des Ausdrucks (43):

$$\frac{\pi^2}{2m}\int_0^{2m} dx\,\{J_{2m+2}(x) + J_{2m-2}(x) - 2J_{2m}(x)\} = \frac{2\pi^2}{m} J_{2m}'(2m) = \frac{\pi^2}{m}\{J_{2m-1}(2m) - J_{2m+1}(2m)\}, \quad (47)$$

wie früher.

Um den Mittelwert von $P^2 + Q^2 + R^2$ im Abstande r vollständig auszudrücken, müssen wir aus Gleichung (29) additive Faktoren einführen. Wenn

$$\alpha = -\alpha_1 - i\alpha_2$$

ist, so ist

$$e^{i\alpha r} = e^{-i\alpha_1 r} e^{\alpha_2 r},$$

und diese Faktoren können wir als proportional mit $\alpha^4 a^2 e^{2\alpha_2 r}/r^2$ annehmen. Das Auftreten des Faktors $e^{2\alpha_2 r}$, wo α_2 positiv ist, erscheint befremdlich. Wie aber Lamb[1]) dargetan hat, ist es in Fällen wie dem vorliegenden zu erwarten, wo die gesuchten Schwingungen zu beliebiger Zeit in größerer Entfernung einer früheren Schwingung im Kernpunkte entsprechen.

Die soeben ausgeführten Rechnungen liefern eine unabhängige Schätzung der Zerstreuung. Die Geschwindigkeit, mit der sich Energie von der Kugel mit dem großen Halbmesser r nach außen hin fortpflanzt, ist

$$-\frac{dE}{dt} = V\cdot 4\pi r^2 \cdot \frac{\alpha^4 a^2 e^{2\alpha_2 r}}{r^2}\frac{\pi^2}{m}\{J_{2m-1} - J_{2m+1}\}, \quad (48)$$

oder, da die Periode τ

$$\tau = 2\pi a/mV$$

ist, so ist der Energieverlust in einer vollen Schwingung durch

1) Gray and Mathews, a. a. O., S. 28.
2) Enc. Brit. „Wave Theory of Light", Gleichung (43), 1888; Scientific Papers **3**, 98.

1) Proc. Math. Soc. **32**, 208, 1900.

$$-\frac{dE\cdot\tau}{dt}=\frac{8\pi^4a^4a^3e^{2a_1r}}{m^2}\{J_{2m-1}-J_{2m+1}\} \quad (49)$$

gegeben. Hiermit haben wir die gesamte, innerhalb der Kugel zu findende Energie zu vergleichen. Das Auftreten des Faktors e^{2a_1r} ist eine Komplikation, von der wir uns dadurch frei machen können, daß wir r im Vergleich zu a groß, aber immer noch genügend klein wählen, um die Vernachlässigung von e^{2a_1r} zu gestatten, Bedingungen, die miteinander vereinbar sind, wenn ε genügend klein ist. Der Mittelwert von $P^2+Q^2+R^2$ in geringer Entfernung ϱ von der kreisförmigen Achse ist $2m^2/a^2\varrho^2$. Diesen Wert müssen wir mit $2\pi a\cdot 2\pi\varrho\, d\varrho$ multiplizieren und von ε bis zu einem mit a vergleichbaren Werte von ϱ integrieren, der nicht weiter spezifiziert zu werden braucht. Somit erhalten wir:

$$E=\frac{8m^2\pi^2}{a}\int\frac{d\varrho}{\varrho}=-\frac{8m^2\pi^2}{a}\log\varepsilon, \quad (50)$$

woraus sich

$$-\frac{dE\cdot\tau}{E\,dt}=\frac{\pi^2\{J_{2m-1}(2m)-J_{2m+1}(2m)\}}{-\log\varepsilon}, \quad (51)$$

in Übereinstimmung mit Formel (23), ergibt.

(Nach Korrekturbogen von Proc. Roy. Soc. aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. August 1912.)

Das Versagen des Kirchhoffschen Satzes über Emissions- und Absorptionsvermögen bei inhomogenen Körpern.

Von W. Voigt.

1. Herr Brotherus[1]) hat kürzlich einige auf meine Veranlassung angestellte Beobachtungen über Emission und Absorption von *Na*-Flammen mitgeteilt, nach denen der Kirchhoffsche Satz über die Proportionalität von Emissions- und Absorptionsvermögen bei inhomogenen Lichtquellen nicht erfüllt zu sein scheint. Zugleich zeigt er, daß meine Formeln[2]), obwohl sie auf der Annahme des Kirchhoffschen Satzes für unendlich dünne Schichten beruhen, mit der Beobachtung im Einklang sind, also gleichfalls dem bezüglichen Satze zu widersprechen scheinen[3]).

1) H. Brotherus, diese Zeitschr. **13**, 540, 1912.
2) W. Voigt, Gött. Nachr. 71, 1911.
3) Es ist hier der von Herrn Ladenburg (Verh. d. D. phys. Ges. **12**, 54, 1910) gemachten Wahrnehmungen zu gedenken, wonach Wasserstoff in einer Geißlerschen Röhre gleichfalls, obwohl weniger drastische Abweichungen von dem Kirchhoffschen Satz liefert.

Bei den bezüglichen Betrachtungen ist nun eine Reflexion innerhalb der stetig veränderlichen Lichtquelle ignoriert, und es liegt nahe, zu vermuten, daß diese Vernachlässigung die Ursache des erhaltenen Paradoxons ist. In der Tat bestimmt sich das Kirchhoffsche „Absorptionsvermögen" durch die Differenz aus einfallender und reflektierter + durchgegangener Intensität. Wenn also eine merkliche reflektierte Intensität ignoriert wird, muß das so berechnete Absorptionsvermögen zu groß ausfallen.

Diese Überlegung hat mich veranlaßt, zunächst den Vorgang der Reflexion in einem stetig veränderlichen absorbierenden Körper etwas näher zu betrachten; wenngleich eine wirkliche Theorie desjenigen Vorganges, den Herr Brotherus untersucht hat, gegenwärtig noch unmöglich ist, so schien doch die einigermaßen exakte Durchführung eines verwandten Problemes an sich interessant und für qualitative Schlüsse verwendbar.

2. Die Grundgleichung, von der für die Theorie der Fortpflanzung ebener Wellen auszugehen ist, lautet bei Annahme einer Frequenz ν

$$\frac{\nu^2\varepsilon}{c^2}u+\frac{d^2u}{dz^2}=0. \quad (1)$$

Dabei ist ε, die komplexe dynamische Dielektrizitätskonstante, eine stetige Funktion von z (und von ν). Wir setzen

$$\frac{\nu^2\varepsilon}{c^2}=\zeta'^2, \quad (2)$$

schreiben also

$$\zeta'^2u+\frac{d^2u}{dz^2}=0. \quad (3)$$

Für eine unendlich langsame Veränderung von ζ' mit z ist das zu benutzende Integral

$$u=e^{\pm i\int\zeta' z},$$

bei $\zeta'=\nu/o$, wo o die komplexe Fortpflanzungsgeschwindigkeit bezeichnet, oder

$$u=e^{\pm i\zeta},$$

falls $\zeta'=d\zeta/dz$. Dies macht wahrscheinlich, daß wir zu einer brauchbaren sukzessiven Annäherung kommen werden, wenn wir in unserer Hauptgleichung ζ statt z als Unabhängige einführen.

Hierdurch wird die Gleichung (3) zu

$$u+\frac{d^2u}{d\zeta^2}=\frac{du}{d\zeta}\frac{d(1/\zeta')}{dz}=Z\frac{du}{d\zeta}, \quad (4)$$

wobei nun Z als eine vorgegebene Funktion von ζ zu betrachten ist. In einem homogenen Körper ist $Z=0$; wir wollen uns weiterhin auf derartig allmählich mit z veränderliche Körper beschränken, daß wir das Glied mit Z als von

erster Ordnung neben jedem der beiden linksstehenden betrachten dürfen.

Wir setzen also, um zu einer ersten Annäherung zu gelangen,

$$u = U + v, \tag{5}$$

bestimmen U so, daß

$$U + \frac{d^2U}{d\zeta^2} = 0 \tag{6}$$

ist, und berechnen aus diesem U sodann v gemäß der Gleichung

$$v + \frac{d^2v}{d\zeta^2} = Z\frac{dU}{d\zeta}. \tag{7}$$

Die Rechnung wird äußerst einfach, wenn wir speziell wählen

$$\zeta' = \frac{v}{o} = \frac{\alpha}{1 - \beta\cos\dfrac{\pi z}{l}}, \tag{8}$$

dabei ist das Symbol v/o von oben beibehalten, und o bezeichnet die komplexe Geschwindigkeit, die in einem Medium herrschen würde, das überall diejenige Konstitution besitzt, wie das betrachtete an der Stelle z. Nach unserer Grundannahme ist β so klein zu denken, daß $|\beta|^2$ neben Eins vernachlässigt werden kann.

Der gemachte Ansatz eignet sich für die Behandlung einer inhomogenen Schicht $0 < z < l$, die stetig übergeht in zwei homogene Medien 1. und 2., wobei für das erstere ($z \leqq 0$) gilt

$$\frac{v}{o_1} = \frac{\alpha}{1 - \beta},$$

für das letztere ($z \geqq l$)

$$\frac{v}{o_2} = \frac{\alpha}{1 + \beta};$$

ebenso ist er anwendbar für eine inhomogene Schicht $0 < z < 2l$, die beiderseitig in dasselbe homogene Medium mit $\dfrac{v}{o_1} = \dfrac{\alpha}{1 - \beta}$ übergeht.

Aus dem Ansatz (8) folgt einerseits

$$Z = \frac{d(1/\zeta')}{dz} = \frac{\pi\beta}{\alpha l}\sin\frac{\pi z}{l}, \tag{9}$$

andererseits

$$\frac{\pi\zeta}{2l} = \frac{\alpha}{\sqrt{1 - \beta^2}}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}\operatorname{tg}\frac{\pi z}{2l}, \tag{10}$$

wobei die offenbar irrelevante Integrationskonstante gleich Null gesetzt ist.

Bei Vernachlässigung von $|\beta|^2$ neben Eins gibt dies

$$\sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}\operatorname{tg}\frac{\pi\zeta}{2\alpha l} = \operatorname{tg}\frac{\pi z}{2l}, \tag{11}$$

und somit

$$\sin\frac{\pi z}{l} = \frac{\sin\dfrac{\pi\zeta}{\alpha l}}{\left(1 + \beta\cos\dfrac{\pi\zeta}{\alpha l}\right)}. \tag{12}$$

Da wir aber nur bis zur ersten Ordnung gehen wollen, wird in (4) höchst einfach zu setzen sein

$$Z = \frac{\pi\beta}{\alpha l}\sin\frac{\pi z}{l} = \frac{\pi\beta}{\alpha l}\sin\frac{\pi\zeta}{\alpha l} = \beta p\sin p\zeta, \tag{13}$$

wenn p eine Abkürzung ist.

Mit Hilfe dieses Ausdruckes gewinnt man leicht ein Integral für u in erster Annäherung zu

$$u\,(=) e^{+i\zeta} - \frac{1}{2}\beta\left(\frac{e^{+i(1+p)\zeta}}{2+p} + \frac{e^{+i(1-p)\zeta}}{2-p}\right), \tag{14}$$

das für die uns beschäftigenden Fragen verwendbar ist.

3. Für die Ableitung der Gesetze der Reflexion an der inhomogenen Schicht machen wir die folgenden Ansätze:

Für das erste homogene Medium

$$u_1 = E\,e^{-i\zeta_1} + Re^{+i\zeta_1}, \quad \zeta_1 = \frac{\alpha z}{1-\beta}; \tag{15}$$

für das zweite homogene Medium

$$u_2 = De^{-i\zeta_2}, \quad \zeta_2 = \frac{\alpha z}{1+\beta} \text{ im ersten,} \tag{16}$$

$$\zeta_2 = \frac{\alpha z}{1-\beta} \text{ im zweiten Fall;}$$

für die Schicht

$$\begin{aligned} u = F\left[e^{-i\zeta} - \frac{1}{2}\beta\left(\frac{e^{-i(1+p)\zeta}}{2+p} + \frac{e^{-i(1-p)\zeta}}{2-p}\right)\right] \\ + G\left[e^{+i\zeta} - \frac{1}{2}\beta\left(\frac{e^{+i(1+p)\zeta}}{2+p} + \frac{e^{+i(1-p)\zeta}}{2-p}\right)\right], \end{aligned} \tag{17}$$

wobei ζ durch (10) gegeben ist.

Dabei stellt das in G multiplizierte Glied eine Art reflektierter Welle in der Schicht dar.

Die Grenzbedingungen für den elektrischen Schwingungsvektor verlangen, daß u und du/dz an beiden Schichtgrenzen stetig sind. Da aber nach dem zu (8) Gesagten in den Grenzen $\zeta' = d\zeta/dz$ stetig ist, so kommt dies darauf heraus, daß dort u und $du/d\zeta$ stetig sind.

Wir betrachten zunächst die erste Aufgabe, d. h. eine Schicht $0 < z < l$. Beachtet man hierbei, daß in den mit β multiplizierten Gliedern von u nach (12) für $z = l$:

$$e^{\pm ip\zeta} = e^{\pm ip\alpha l} = e^{\pm i\pi} = -1$$

ist, so erhält man leicht die Grenzbedingungen

$$\begin{aligned} E + R = f(F + G), \quad E - R = g(F - G), \\ De^{i\zeta_2} = h(Fe^{-i\zeta} + Ge^{+i\zeta}) = k(Fe^{-i\zeta} - Ge^{+i\zeta}), \end{aligned} \tag{18}$$

wobei

$$f = 1 - \frac{2\beta}{4-p^2}, \quad g = 1 - \frac{\beta(2-p^2)}{4-p^2}, \qquad h = 1 + \frac{2\beta}{4-p^2}, \quad k = 1 + \frac{\beta(2-p^2)}{4-p^2}, \tag{19}$$

und ζ_2 resp. ζ die Werte von ζ_2 bzw. ζ für $z = l$ bezeichnen, nämlich nach (16) und (10)

$$\zeta_2 = \frac{\alpha l}{1+\beta}, \qquad \zeta = \alpha l. \tag{20}$$

Hieraus ergibt sich für den ersten Fall

$$R_I = -\frac{1}{2} E \frac{\beta p^2}{4-p^2}(1 + e^{-2i\alpha l}), \qquad D_I e^{-\frac{i\alpha l}{1+\beta}} = E(1+\beta) e^{-i\alpha l}. \tag{21}$$

Für die zweite Aufgabe einer Schicht $0 < z < 2l$ gelten zu (18) analoge Formeln; da indessen für $z = 2l$

$$e^{\pm i\beta\frac{z}{2}} = e^{\pm 2i\beta\alpha l} = e^{\pm 2i\pi} = +1$$

ist, so ergibt sich jetzt statt (19)

$$f = h = 1 - \frac{2\beta}{4-p^2}, \quad g = k = 1 - \frac{\beta(2-p^2)}{4-p^2}. \tag{22}$$

Zugleich ist nun

$$\zeta_2 = \frac{2\alpha l}{1-\beta}, \qquad \zeta = 2\alpha l. \tag{23}$$

Demgemäß folgt für den zweiten Fall

$$R_{II} = +\frac{1}{2} E \frac{\beta p^2}{4-p^2}(1 - e^{-4i\alpha l}), \qquad D_{II} e^{-\frac{2i\alpha l}{1-\beta}} = E e^{-2i\alpha l}. \tag{24}$$

4. Es handelt sich nun darum, diese Resultate zu diskutieren. Hierzu müssen vor allen Dingen die Parameter α (resp. $p = \pi/\alpha l$) und β durch anschaulichere Größen ausgedrückt werden.

Nach (8) ist

$$\zeta' = \frac{v}{o} = \frac{\alpha}{1 - \beta\cos\frac{\pi z}{l}},$$

wobei o die komplexe Geschwindigkeit in einem homogenen Medium mit der bei z herrschenden Konstitution darstellt.

Uns interessiert nur der Fall, daß das erste homogene Medium $z \leqq 0$, in welchem der Einfall stattfindet, durchsichtig ist. Für dieses gilt

$$\zeta_1' = \frac{v}{o_1} = \frac{\alpha}{1-\beta}; \tag{25}$$

wir gelangen also zum Ziel, wenn wir

$$\alpha = \varrho - i\sigma, \quad \beta = \frac{\tau + i\sigma}{\varrho + i\sigma} \tag{26}$$

setzen; dann wird

$$\zeta_1' = \frac{v}{o_1} = \frac{\varrho^2 + \sigma^2}{\varrho - \tau}. \tag{27}$$

Die Kleinheit von $|\beta|^2$ neben Eins verlangt dann die Kleinheit von $\frac{\tau^2+\sigma^2}{\varrho^2+\sigma^2}$, d. h. von $\left(\frac{\tau}{\varrho}\right)^2$ und $\left(\frac{\sigma}{\varrho}\right)^2$.

Für $0 < z < 2l$ ist dann ζ' komplex, nämlich

$$\zeta' = \frac{v}{o} = \frac{\varrho^2 + \sigma^2}{(\varrho + i\sigma) - (\tau + i\sigma)\cos\frac{\pi z}{l}}. \tag{28}$$

Erstreckt sich die Schicht nur über $0 < z < l$ (1. Fall), so ist das zweite homogene Medium $z \geqq l$ absorbierend, und zwar wird dann

$$\zeta_2' = \frac{v}{o_2} = \frac{\varrho^2 + \sigma^2}{\varrho + \tau + 2i\sigma}. \tag{29}$$

Erstreckt sich eine Schicht über $0 < z < 2l$ (2. Fall), so gilt der Ausdruck ζ_2' für die Mitte der Schicht, wo dieselbe maximal von der Umgebung abweicht, und das zweite homogene Medium ist durchsichtig mit dem Parameter ζ_1' aus (25).

Die beiden Fälle entsprechen also in Annäherung absorbierenden Flammen, deren Konstitution stetig in den umgebenden Luftraum übergeht. Im ersten Falle ist das Innere der Flamme als wesentlich homogen betrachtet und nur die Wirkung der einen Grenzschicht in Betracht gezogen; im zweiten Falle ist im Innern nirgends Homogenität vorhanden, die Dichte fällt von der Mitte symmetrisch nach beiden Seiten ab, und es wird die Wirkung der ganzen Flamme der Rechnung unterworfen.

Für bequemen Ausdruck der Parameter α und β ist noch die Einführung des Zustandes an der Stelle $z = \frac{1}{2} l$ nützlich, der in beiden Fällen als ein mittlerer, für die ganze Schicht charakteristischer betrachtet werden kann. Für ihn gilt

$$\zeta_0' = \frac{v}{o_0} = \varrho - i\sigma. \tag{30}$$

Setzt man also allgemein

$$\frac{1}{o} = \frac{1}{\omega}(1 - i\varkappa), \tag{31}$$

wobei ω eine reelle Geschwindigkeit, $\varkappa$ einen Absorptionsindex bezeichnet, so gilt

$$\varrho = \frac{v}{\omega_0}, \quad \sigma = \frac{v\varkappa_0}{\omega_0}, \quad \alpha = \frac{v}{\omega_0}(1 - i\varkappa_0). \tag{32}$$

Ferner erhält man

$$\frac{v}{\varrho_1} = \frac{\varrho^2 + \sigma^2}{\varrho - \tau}, \qquad \varkappa_1 = 0, \tag{33}$$

$$\frac{v(1+\varkappa_2^2)}{\omega_2} = \frac{\varrho^2+\sigma^2}{\varrho+\tau}, \quad \frac{v(1+\varkappa_2^2)}{\omega_2\varkappa_2} = \frac{\varrho^2+\sigma^2}{2\sigma}. \tag{34}$$

Nach unserer Grundannahme über die Größe

von β haben wir aber $\varkappa_0^2$ und $\varkappa_2^2$ neben Eins, σ^2 neben ϱ^2 zu vernachlässigen. Wir erhalten somit

$$\frac{\omega_2-\omega_1}{\nu}=\frac{2\tau}{\varrho^2},\quad \frac{\omega_2\varkappa_2}{\nu}=\frac{2\sigma}{\varrho^2}, \tag{35}$$

$$\left.\begin{aligned}\beta&=\frac{(\tau+i\sigma)(\varrho-i\sigma)}{\varrho^2}=\\&=((\omega_2-\omega_1)+i\omega_2\varkappa_2)\frac{1-i\varkappa_0}{2\omega_0},\end{aligned}\right\} \tag{36}$$

$$p=\frac{\pi}{al}=\frac{\pi\omega_0}{\nu l(1-i\varkappa_0)}=\frac{\lambda_0}{2l(1-i\varkappa_0)}. \tag{37}$$

In den uns direkt interessierenden Fällen ist hiernach p eine so kleine Größe, daß p^2 neben 4 vernachlässigt werden darf.

Nach dem allen erhalten wir für den ersten oben betrachteten Fall der Schicht $0<z<l$

$$R_1=\\=-\frac{\lambda_0^2E}{64l^2}\frac{(\omega_2-\omega_1)+i\omega_2\varkappa_2}{\omega_0(1-i\varkappa_0)}(1+e^{-2i\nu l(1-i\varkappa_0)/\omega_0}), \tag{38}$$

also als Maß für die reflektierte Intensität

$$\left.\begin{aligned}|R_1|^2=\left(\frac{\lambda_0^2E}{64l^2}\right)^2\frac{(\omega_2-\omega_1)^2+\omega_2^2\varkappa_2^2}{\omega_0^2}\cdot\\\cdot\left[1+2\cos\frac{2\nu l}{\omega_0}e^{-2\nu l\varkappa_0/\omega_0}+e^{-4\nu l\varkappa_0/\omega_0}\right].\end{aligned}\right\} \tag{39}$$

Dabei charakterisieren die Indizes 1 und 2 die die Schicht beiderseits begrenzenden homogenen Medien, o den mittleren Zustand der Schicht. Ist die Schicht nicht genau planparallel, so kann man in der letzten Klammer einen Mittelwert einführen, wodurch dann wird

$$|R_1|^2=\\=\left(\frac{\lambda_0^2E}{64l^2}\right)^2\frac{(\omega_2-\omega_1)^2+\omega_2^2\varkappa_2^2}{\omega_0^2}\left(1+\frac{1}{2}e^{-4\nu l\varkappa_0/\omega_0}\right). \tag{40}$$

Der Ausdruck für $|R_{II}|^2$ stimmt hiermit vollständig überein, nur daß in der Exponentialgröße $2l$ an Stelle von l steht, und der Index 2 jetzt den Zustand in der Mitte der Schicht charakterisiert.

5. Man erkennt, daß in allen Fällen, wo die Schichtdicke groß gegen die Wellenlänge ist, die reflektierten Intensitäten ganz außerordentlich schwach sind. Und was hier bez. einer von außen auffallenden Welle gezeigt ist, gilt natürlich auch für die Reflexion der von den Teilen der Schicht selbst ausgehenden Emission. Die Vernachlässigung dieser Reflexionen kann demgemäß nicht die Ursache der Schwierigkeiten sein, auf die Herr Brotherus aufmerksam gemacht hat. Immerhin scheint mir das vorstehend gewonnene Resultat nicht ohne eignes Interesse. Besonders mag darauf aufmerksam gemacht werden, welchen Anteil die Absorption an der Reflexion im Innern des inhomogenen Mediums hat.

Nehmen wir der Einfachheit halber ein Medium mit einem einzigen Absorptionsstreifen an und bezeichnen mit μ den Abstand der betrachteten von der Eigenfrequenz, mit M und N Konstanten, so ist in genügender Annäherung

$$\frac{\omega_2-\omega_1}{\omega_0}=\frac{M\mu}{N^2+\mu^2},\quad \frac{\omega_2\varkappa_2}{\omega_0}=\frac{MN}{N^2+\mu^2},$$

also der Faktor in $|R|^2$

$$\frac{(\omega_2-\omega_1)^2+\omega_2^2\varkappa_2^2}{\omega_0^2}=\frac{M^2}{N^2+\mu^2}.$$

Derselbe nimmt seinen größten Wert bei $\mu=0$, d. h. in der Mitte des Absorptionsstreifens an, obwohl dort die Differenz $\omega_2-\omega_1=0$ ist; man erkennt leicht, daß die letzte Klammer in dem Ausdruck für $|R|^2$ diese Wirkung nicht paralysiert, so daß also die stärkste Reflexion für die Mitte des Absorptionsstreifens gegeben wird als bloße Folge der inhomogenen Absorption in der Schicht. Dem Sinne nach geben die Beobachtungen von Herrn Brotherus, wenn man sie auf eine Wirkung der Reflexion der durch die Flamme geschickten Strahlung deutet, das Gleiche; denn da bei ihnen die Absorption kein Analogon zu der in der Emission beobachteten Selbstumkehrung zeigt, so müßte jene Reflexion in der Mitte der Spektrallinie am stärksten sein. —

Die Ausdrücke (21) und (24) für die durchgegangenen Amplituden D weisen, wie man leicht erkennt, keinerlei Einfluß der inhomogenen Struktur der betrachteten Schicht, bzw. der Reflexion an derselben auf; sie haben denselben Wert, als ginge die Welle ohne Reflexion durch eine Schicht von dem mittleren Parameter $\zeta_0'=\frac{\nu}{o_0}$. Dies hängt mit der Grenze der Genauigkeit zusammen, innerhalb deren wir uns bei unserer Rechnung gehalten haben. Man erkennt solches am einfachsten, indem man sich auf den Fall durchsichtiger Medien beschränkt, wo die einfallende Energie sich vollständig in der reflektierten und gebrochenen wiederfindet, nach dem Schema

$$I_e=I_r+I_d.$$

Bei unserer Rechnung ist die reflektierte Amplitude R als erster Ordnung neben der einfallenden E geführt, also wird I_r von zweiter Ordnung neben I_e, und bei Vernachlässigung derselben muß I_d sich gleich I_e finden. Dagegen läßt sich im Falle einer durchsichtigen Schicht I_d nach der Formel I_e-I_r bis auf zweite Ordnung berechnen, während bei der absorbierenden Schicht auch noch die darin absorbierte Energie I_a von I_e abzuziehen ist.

6. Nach den vorstehenden Entwicklungen scheidet m. E. die Möglichkeit, die Brothersusschen (und ebenso die Ladenburgschen) Beobachtungen durch Berücksichtigung der Reflexionsverluste mit dem Kirchhoffschen Satz

in Einklang zu bringen, definitiv aus, und der Widerspruch zwischen beiden ist unbestreitbar.

Zu seiner Lösung möchte man zunächst die Idee heranziehen, daß die Strahlung der Flamme keine reine Temperaturstrahlung ist. Aber damit käme man nur zu einem neuen Konflikt, insofern auch meine Formeln für die inhomogene Flamme, die auf der Annahme des Kirchhoffschen Satzes, also auf derjenigen reiner Temperaturstrahlung für unendlich dünne Schichten beruhen, jenem Satze widersprechen, aber mit der Beobachtung stimmen. Es scheint sonach die Folgerung unvermeidlich, daß auch im Falle reiner Temperaturstrahlung der Kirchhoffsche Satz für Körper von stetig veränderlicher Konstitution nicht gilt.

Nun will aber der Kirchhoffsche Beweis[1]) ausdrücklich für homogene wie für inhomogene Körper gelten, — man wird also zu der Vermutung gedrängt, daß in diesem Beweis eine Schlußreihe vorhanden ist, die bei Anwendung auf inhomogene Medien trügerisch wird.

In der Tat scheint mir eine solche, nachdem der Argwohn einmal geweckt ist, leicht nachweisbar zu sein. Kirchhoff benutzt als fundamentales Hilfsmittel bei seiner Beweisführung (ja im Grunde schon bei seiner Definition von Emissions- und Absorptionsvermögen) die Reversibilität der Strahlen[2]), und eben diese gilt nicht mehr bei inhomogenen Medien.

Man erkennt das am einfachsten, wenn man die Lösung der allgemeinen linearen Schwingungsgleichung (3)

$$\zeta'^2 u + \frac{d^2 u}{dz^2} = 0$$

in der Form $e^{\varphi(z)}$ ansetzt, wo man dann für φ die Gleichung erhält

$$\zeta'^2 + \left(\frac{d\varphi}{dz}\right)^2 + \frac{d^2\varphi}{dz^2} = 0.$$

Wäre das Problem der Wellenfortpflanzung einfach reversibel, so müßte einer Lösung mit $+\varphi$ eine solche mit $-\varphi$ entsprechen; aber die Gleichung zeigt, daß dies nur gilt, wenn

$$d^2\varphi/dz^2 = 0,$$

d. h. ζ' konstant ist. In einem inhomogenen Körper pflanzen sich also Wellen in entgegengesetzten Richtungen nicht mit gleichen (komplexen) Geschwindigkeiten fort[3]), demgemäß entsprechen sich hier auch nicht Strahlenfortschreitungen entgegengesetzter Richtungen, und damit wird ein wesentlicher Teil der Grundlage der Kirchhoffschen Beweisführung für inhomogene Körper hinfällig.

Natürlich bleiben alle diejenigen Beziehungen gültig, zu deren Gewinnung die Annahme der Reversibilität der Strahlen nicht nötig ist. Z. B. wird für eine zur Mitte symmetrische inhomogene Schicht das Verhältnis aus gesamter Emission und gesamter Absorption gleich der gesamten Emission des schwarzen Körpers sein, denn hier bleiben nach Symmetrie die gewöhnlichen Annahmen richtig, auch bedarf es nur der Benutzung ebener Wellen. Aber die Kirchhoffschen allgemeinen und praktisch allein wichtigen Folgerungen für die einzelnen Farben bedürfen, wie es scheint, zu ihrer Ableitung durchaus der Annahme der Reversibilität der Strahlen.

Der Kirchhoffsche Satz über die Proportionalität von Emissions- und Absorptionsvermögen ist sonach m. E. bisher nur für homogene Körper bewiesen. Daß er für inhomogene auch wirklich nicht gilt, bezeugen übereinstimmend die Ladenburgschen und die Brotherusschen Beobachtungen wie auch meine theoretischen Entwicklungen, die den inhomogenen Körper aus in sich homogenen und somit dem bez. Satz unterworfenen Schichten aufbauen. Letztere geben zugleich das Mittel, in jedem einzelnen Falle eines nach seiner Konstitution gegebenen inhomogenen Körpers das ihm (bei reiner Temperaturstrahlung) nun wirklich entsprechende Verhältnis von Emissions- und Absorptionsvermögen zu berechnen.

Göttingen, August 1912.

(Eingegangen 28. August 1912.)

1) G. Kirchhoff, Unters. über das Sonnenspektrum, Berlin 1862; Ges. Abh. S. 571, besonders Ende von § 5.

2) So steht gleich an der Spitze des eigentlichen Beweises in § 10 „daß ein Strahl dieselbe Zeit gebraucht, um den Weg zwischen zwei Punkten in dem einen oder in dem anderen Sinne zurückzulegen."

3) Dies allgemeine Resultat wird spezieller beleuchtet durch die Form der beiden Teile des angenäherten Integrales u der Schwingungsgleichung in (17), die zwei nach $+z$ und nach $-z$ fortschreitende Wellen darstellen und für diese verschiedene Geschwindigkeiten ausdrücken.

Messungen der Intensität des Sonnenlichtes während der Finsternis vom 17. April d. J.

Von J. Elster und H. Geitel.

Das vor kurzem in dieser Zeitschrift beschriebene lichtelektrische Photometer[1]) haben wir zu Messungen der Intensität des Sonnenlichtes in Wolfenbüttel während der Finsternis vom 17. April d. J. verwandt.

Wir beabsichtigten dabei, eine merkwürdige Beobachtung nachzuprüfen, die während der totalen Sonnenfinsternis vom 28. Mai 1900 in Spanien gemacht ist[2]). Die Zunahme der Beleuchtungsstärke sollte damals schneller erfolgt sein, als es dem vorhergegangenen Abfalle entsprach.

Der naheliegenden rein physiologischen Er-

1) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. **13**, 739, 1912.

2) Cirera, Instructions pour l'observation de l'éclipse total de Soleil. Tortosa 1905.

klärung steht die Angabe entgegen, daß die Helligkeit durch eine photographische Methode gemessen wurde. Unsere Absicht, schon bei Gelegenheit der totalen Sonnenfinsternis vom 30. August 1905, die wir gemeinsam mit Herrn Harms auf Mallorca[1]) beobachteten, den Gang der Lichtkurve objektiv festzulegen, konnte nur teilweise ausgeführt werden, da unmittelbar nach dem Ende der Totalität die Sonne durch Wolken verdeckt wurde.

Die diesjährige Verfinsterung der Sonne war nun insofern günstig, als die zentrale Zone nahe (etwa 90 km) nördlich an unserem Wohnorte vorüberging und die größte Phase für uns bald nach Mittag eintrat, der gesamte Vorgang also unter verhältnismäßig geringer Veränderung des Höhenwinkels der Sonne ablief.

Wenn die fragliche Unsymmetrie der Lichtkurve bei jeder Sonnenfinsternis vorhanden wäre, so müßte sie auf einer Einwirkung des Mondschattens auf die Durchsichtigkeit oder das Reflexionsvermögen der Atmosphäre beruhen. Man könnte entweder an eine Zunahme der Transparenz während der Dauer der Beschattung denken — etwa durch Abnahme der Kern- und Ionenbildung in den höchsten Luftschichten — oder an eine gewisse Trübung in den tieferen Lagen der Atmosphäre durch Vergrößerung der schwebenden Teilchen festen und flüssigen Wassers infolge verminderter Wärmeeinstrahlung.

Im ersten Falle wäre eine vorübergehende Verstärkung der direkten Sonnenstrahlung unmittelbar nach der größten Phase der Finsternis zu erwarten, im zweiten eine geringe Abschwächung des direkten Sonnenlichtes, der aber eine vergrößerte Helligkeit des Himmelsgewölbes gegenüberstände.

Da unser Photometer (in der gewählten Einrichtung, nämlich mit 24 cm langem Ansatzrohr von 4 cm Durchmesser) im wesentlichen die Sonnenstrahlung selbst, aber nicht das vom Himmel zerstreute Licht mißt, so konnten unsere Beobachtungen nur darauf gerichtet sein, ob in dem Verlaufe der ersteren irgendeine Unsymmetrie hervorträte.

An dem Finsternistage, der in Wolfenbüttel ohne jede nennenswerte Wolkenbildung verlief, teilten wir die Arbeit unter uns in der Weise, daß der eine von uns die im Freien montierte Zellenkapsel des Photometers der Sonne nachdrehte, während der andere das im Laboratorium befindliche Drehspulgalvanometer ablas, dessen Empfindlichkeit so reguliert war, daß bei 2 m Skalenabstand einer Ablenkung von 1 Skalenteil ein Strom von 10^{-8} Ampere entsprach. Der Durchmesser der Irisblende betrug 22 mm, als Lichtfilter diente ein (Jenenser) Blauuviolglas und an die Zelle war eine Spannung von 20 Volt angelegt. Die Beobachtungen sind in Kolumne 2 der Tabelle I wiedergegeben.

Tabelle I.

Zeit in Minuten gerechnet vom ersten Kontakt $12^h 3'$	Beleuchtungsstärke beobachtet in 10^{-8} Amp.	Beleuchtungsstärke daraus berechnet in Proz. Volle Sonnenscheibe = 100	Erhebung der Sonne über dem Horizonte	Beleuchtungsstärke an der oberen Grenze d. Atmosphäre Aus der Lambertschen Formel berechnet in 10^{-8} Amp.	Beleuchtungsstärke an der oberen Grenze d. Atmosphäre Aus der Lambertschen Formel berechnet in Prozenten. Volle Sonnenscheibe = 100	Bemerkgn.
0	456	100,0	$48^0\ 0'$	1112,6	100,0	1. Kontakt $12^h 3'$
12	429	94,1	$48^0\ 0'$	1049,2	94,3	
27	365	80,0	$48^0 18'$	892,6	80,3	
42	251	55,0	$47^0 54'$	618,8	55,6	
47	220	48,3	$47^0 42'$	540,3	48,6	
57	144	31,6	$47^0 30'$	356,4	32,0	
62	106,1	23,3	$47^0 18'$	262,5	23,6	
67	70,1	15,0	$47^0\ 6'$	174,4	15,7	
72	41,0	8,9	$46^0 54'$	102,3	9,2	
77	14,6	3,2	$46^0 24'$	36,7	3,4	
80	6,0	1,3	$46^0\ 4'$	15,2	1,4	Maximum d. Phase d. Verfinster.
83	11,2	2,5	$45^0 43'$	28,5	2.6	
87	29,1	6,4	$45^0 25'$	74,3	6,7	
102	125,0	27,4	$44^0 30'$	324,1	29,1	
117	226,8	49,7	$43^0 24'$	599,4	53,8	
132	318,8	65,3	$42^0\ 6'$	863,1	77,6	
147	374,8	70,7	$40^0 30'$	1047,9	94,2	
160	385,8	79,0	$39^0\ 0'$	1114,7	100,2	letzter Kontakt $2^h 42' 30''$

Da für unseren Wohnort die Finsternis von $12^h 3'$ bis $2^h 42' 30''$ währte, so mußte sich entsprechend der geringeren Sonnenhöhe um $2^h 42{,}5'$ für die Lichtstärke ein kleinerer Wert ergeben als zu Beginn der Finsternis um

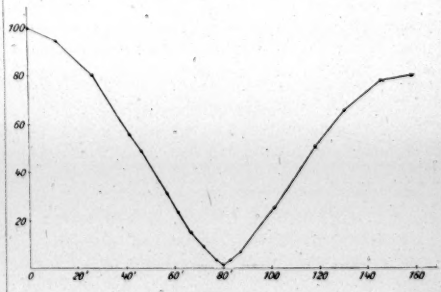


Fig. 1.

1) J. Elster, H. Geitel u. F. Harms, Terr. Magn. No. 1, März 1900.

$12^h 3'$ (vgl. hierzu die graphische Darstellung (Fig. 1) der beobachteten Werte in Prozenten der vollen Sonnenstrahlung; Kolumne 3 der Tabelle I).

Die Frage nach der Symmetrie der Kurve ließ sich deshalb nur dadurch entscheiden, daß wir die Messungen von dem Einflusse der Sonnenhöhe befreiten. Dies ist möglich mittels der Lambertschen Formel:

$$J = J_0 a^{-\frac{1}{\sin \vartheta}},$$

in der ϑ die Sonnenhöhe, $\frac{1}{a}$ den Transparenzkoeffizienten der Atmosphäre und J_0 die an der Grenze der Atmosphäre vorhandene Lichtintensität bedeutet. Die Formel gilt genau nur unter der Voraussetzung homogenen Lichtes und einer der Dichtigkeit der Luft proportionalen Absorption.

Der für diese Reduktion erforderliche Wert von $\log a$ wurde den Messungen entnommen, die unmittelbar vor und nach Vorübergang des Mondes vor der Sonnenscheibe erhalten waren. Es ergab sich der Briggische Logarithmus von a sehr nahe gleich 0,29. Hiernach wäre $\frac{1}{a}$ etwa 0,5. Diese Zahl stellt demnach einen Durchschnittswert des Transparenzkoeffizienten der Luft für die Dauer der Finsternis dar; daß ein erheblicher Einfluß der Verdunkelung auf die Transparenz der Luft nicht stattgefunden haben kann, geht übrigens daraus hervor, daß an den der Finsternis vorangehenden Tagen etwa derselbe Betrag gefunden war.

Der zu jeder beobachteten Intensität J zugeordnete Wert von J_0 bestimmt sich demnach aus der Gleichung:

$$\log J_0 = \log J + \frac{0{,}29}{\sin \vartheta}.$$

Die so ermittelten Werte von J_0 sind in Kolumne 5 der Tabelle I verzeichnet.

Wir setzten alsdann auch hier die Lichtstärke der unverfinsterten Sonne unmittelbar vor dem ersten Kontakt gleich 100 und berechneten so die Lichtstärke an der Grenze der Atmosphäre für den von dem Blauuviolglase durchgelassenen Spektralbereich des jeweils vom Monde unbedeckt gebliebenen Teiles der Sonnenoberfläche in Prozenten ihrer Gesamtstrahlung. So gewannen wir die in Kolumne 6 der Tab. I angegebenen Zahlen; vgl. hierzu die graphische Darstellung in Fig. 2. In dieser erscheint die Lichtkurve symmetrisch, doch lag die Möglichkeit vor, daß eine leichte Unsymmetrie durch den gewählten (kleinen) Maßstab der graphischen Darstellung verdeckt werde. Wir trugen deshalb die Zahlen der Kolumne 6 der Tab. I in ein Koordinatennetz ein, dessen Zeitachse, das Intervall von 0—160 Minuten umfassend, eine Länge von 425 mm hatte. Auf der dazu Senkrechten, parallel welcher die Lichtstärken als Ordinaten aufgetragen wurden, entsprach der Intensität 100 eine Strecke von 250 mm. Von dem beobachteten Minimum von 1,4 Proz. ausgehend, suchten wir in dem Diagramm zeitlich genau symmetrisch gelegene Punkte auf und maßen die zugehörigen Ordinaten. So erhielten wir für den absteigenden und aufsteigenden Ast der Lichtkurve die in Tabelle II wiedergegebenen Zahlen.

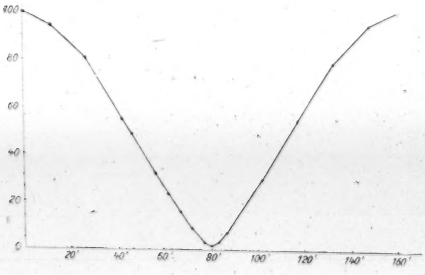


Fig. 2.

Tabelle II.

Absteigender Ast der Lichtkurve		Aufsteigender Ast der Lichtkurve		Differenzen
Zeit in Minuten	J_0 in Prozenten	Zeit in Minuten	J_0 in Prozenten	
0	100	160	100	
10	95,2	150	95,9	+ 0,7
20	87,1	140	86,8	— 0,3
30	75,5	130	74,1	— 1,4
40	59,2	120	58,0	— 1,2
50	43,6	110	42,0	— 1,6
60	26,9	100	26,0	— 0,9
70	11,0	90	11,1	+ 0,1
75	4,8	85	4,9	+ 0,1
80	1,4	80	1,4	

In dieser Tabelle sind die Intensitäten zeitlich vom Minimum gleichweit entfernter Punkte auf einer Horizontalen angeordnet. Bei absoluter Symmetrie der Kurve müßten die auf einer Zeile befindlichen Werte der Intensitäten einander gleich, ihre Differenz also null sein. Wie die Reihe der Differenzen zeigt, ist dies mit großer Annäherung, aber nicht genau der Fall. Es zeigt sich ein ganz geringes Zurückbleiben der Lichtintensitäten nach der größten Phase der Finsternis, also vielleicht eine kleine Verminderung der atmosphärischen Transparenz, aber nichts von einem schnelleren Ansteigen der Sonnenstrahlung von der Mitte der Verfinsterung ab.

Zum Vergleiche fügen wir noch die in

gleicher Weise reduzierten Beobachtungen des Lichtabfalls vom 30. August 1905 (Palma auf Mallorca) bei.

Zeit	0	10′	20′	30′	40′
Wolfenbüttel	100	95,2	87,1	75,5	59,2
Palma	100	95,8	89,1	75,9	60,2
Zeit	50′	60′	70′	75′	80′
Wolfenbüttel	43,6	26,9	11,0	4,8	1,4
Palma	43,6	26,9	11,0	3,8	1,1

Es ist auffallend, wie gut diese mit den neuerdings erhaltenen übereinstimmen, nur die Werte um das Minimum der Lichtintensität, das bei der damaligen totalen Verfinsterung gleich null war, ordnen sich begreiflicherweise aus.

Eine Unsymmetrie der Kurve der Gesamtstrahlung während des Verlaufs einer Sonnenfinsternis in dem Sinne, daß die Lichtintensität nach der größten Phase schneller ansteigt als sie zuvor abnahm, könnte also nur darauf beruhen, daß eine gewisse Trübung der Atmosphäre innerhalb des Mondschattens eintritt, die zwar die direkte Sonnenstrahlung in gerade noch merkbarer Weise schwächt, dabei aber die Helligkeit des Himmels so steigert, daß die Gesamtbeleuchtung größer wird, wie vor der Finsternis. Auf diese Weise erklären sich vielleicht die älteren Beobachtungen vom Jahre 1900 sowie auch die neueren[1]), bei Gelegenheit der diesjährigen Finsternis ausgeführten, die für die Gesamthelligkeit ein schnelleres Ansteigen nach der größten Phase feststellten.

1) B. Walter u. F. Goos, diese Zeitschr. **13**, 564, 1912 u. R. Jouaust et P. de la Gorce, C. R. **154**, 1481, 1912.

Wolfenbüttel im Juli 1912.

(Eingegangen 1. August 1912.)

Experimentelles zur Kenntnis des Rückstandes der Leidener Flasche.

Von G. Brentano.

Es ist verschiedentlich in der Elektrostatik eine der elastischen Nachwirkung analoge Erscheinung beobachtet worden. Wird eine Leidener Flasche unmittelbar nacheinander positiv und negativ aufgeladen, so zeigt der nach der letzten Ladung auftretende elektrische Rückstand das Vorzeichen dieser Ladung, erreicht ein Maximum, verschwindet allmählich wieder und es erscheint ein Rückstand mit dem Vorzeichen der vorangegangenen (vorletzten) Ladung[1]). Insbesondere erwähnt Hopkinson, daß er einer Leidener Flasche drei Ladungen erteilen konnte (aufeinanderfolgend pos. neg. pos., bzw. neg. pos. neg.), und daß dann auch das Vorzeichen des Rückstandes zweimal wechselte (nacheinander pos. neg. pos., bzw. neg. pos. neg.). Ferner beschreibt Hopkinson Versuche, in denen er findet, daß mechanische Erschütterungen das Freiwerden des Rückstandes beschleunigen.

1) Hopkinson, Phil. Trans. **168**, 489, 1876; Belli, Corsi di fisica sperimentale **3**, 343, 1838.

Von Herrn Geheimen Rat Röntgen wurde ich aufgefordert, die folgenden Versuche zu machen, um die angeführten Erscheinungen möglichst rein zur Darstellung zu bringen.

I. Versuche über den Verlauf des Rückstandes einer Flasche, die nacheinander auf Potentiale entgegengesetzten Vorzeichens geladen worden ist.

Als Leidener Flasche diente eine zylindrische Glasflasche von ca. 12,5 cm Höhe und 10 cm Durchmesser. Konzentrierte Schwefelsäure bildete die äußere und innere Belegung; sie reichte außen und innen bis zur Mitte des kurzen und ziemlich engen Halses, um ein „Kriechen der Elektrizität" möglichst zu vermeiden. Platindrähte tauchten in die Flüssigkeiten, und so war die äußere Flüssigkeitsschicht mit der Erde verbunden, die innere mit einem Schalter, der gestattete, diese Belegung nacheinander mit der Hochspannungsbatterie, mit der Erde oder mit einem Hankelschen Elektrometer, das zur Bestimmung des Rückstandes diente, zu verbinden. Fig. 1 stellt die Anordnung des Schalters schematisch dar.

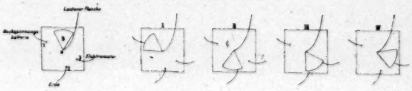


Fig. 1.

S ist ein in a um eine zur Zeichenebene senkrechte Achse drehbares Segment, welches ständig mit der inneren Belegung der Flasche verbunden ist. Es kann über die bzw. mit der Hochspannungsbatterie, der Erde und dem Elektrometer verbundenen Kontakte *1*, *2* und *3* gleiten und so folgende Verbindungen herstellen.

I. Die Flasche wird geladen.
II. Die Flasche ist geerdet (entladen).
III. Die Flasche und das Elektrometer sind geerdet.
IV. Die Flasche ist mit dem Elektrometer verbunden und von der Erde isoliert.

In dem benutzten Meßbereich waren die Ausschläge des Elektrometers sehr nahe proportional den Potentialen, so daß bei den vorliegenden, mehr qualitativen Versuchen von

einer diesbezüglichen Korrektion abgesehen werden konnte.

Zur Isolation wurde Paraffin, an einer Stelle Hartgummi verwendet. Die ganze Anordnung war vor elektrostatischen Einwirkungen von außen geschützt.

Die Beobachtung des Rückstandes wurde in zwei Arten ausgeführt. Erstens indem man die innere Belegung, nachdem die Flasche durch eine kurze Erdung entladen worden war, mit dem Elektrometer dauernd verband und zu verschiedenen Zeiten den Ausschlag des Elektrometers ablas; zweitens indem man die innere Belegung nach der Entladung mit dem Elektrometer verband und den Ausschlag beobachtete, den das Elektrometer in einer bestimmten Zeit — meist in einer Minute — erreichte, hierauf erdete, von neuem während einer bestimmten Zeit isolierte usf. Das letztere Verfahren gab unmittelbar den jeweilig freiwerdenden Rückstand, also die zeitliche Änderung des Wertes, der nach der ersten Beobachtungsweise gemessen wurde.

Von zahlreichen Versuchen gibt Tabelle I einige Beobachtungsreihen im Auszug wieder.

Fig. 2 gibt die graphischen Darstellungen in einem für jeden einzelnen Versuch geeigneten Maßstab.

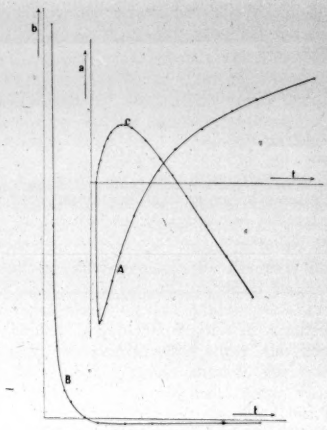


Fig. 2.

Bei Versuch *A* wurde in der ersten Art beobachtet. Das Maximum des Rückstandes mit 10 Skalenteilen der Elektrometerskala entspricht dabei einem Potential von ca. 3,5 Volt. Ein ähnlicher Versuch, bei dem die Flasche zuerst

Tabelle I.

Versuch A.		Versuch B.			Versuch C.	
$3^h\ 25'\ 00''$ Flasche auf +200 Volt geladen.		$4^h\ 22'\ 00''$ Flasche auf −200 Volt geladen.			$10^h\ 53'\ 00''$ Flasche auf −3000 Volt geladen.	
$4^h\ 35'\ 00''$ Flasche geerdet.		$4^h\ 48'\ 00''$ Flasche geerdet.			$2^h\ 59'\ 00''$ Flasche geerdet.	
$4^h\ 40'\ 00''$ Flasche auf −200 Volt geladen.		$4^h\ 50'\ 00''$ Flasche auf +200 Volt geladen.			$3^h\ 1'\ 30''$ Flasche auf +1600 Volt geladen.	
$4^h\ 41'\ 00''$ Flasche geerdet und sofort isoliert.		$4^h\ 54'\ 00''$ Flasche geerdet.			$3^h\ 14'\ 00''$ Flasche geerdet.	
t	*a*	*t*	*e*	*b*	*t*	*a*
$4^h\ 41'\ 00''$	0,0	$4^h\ 54'\ 00''$	63,9 (Nullpunkt)		$3^h\ 16'\ 45''$	−0,0
41 15	− 6,4	54 15	71,0	+28,4	17 00	+ 3,9
41 30	− 8,2	54 30	66,5	+10,4	17 15	+ 6,7
41 45	− 9,2	54 45	65,7	+ 7,2	17 30	+ 8,0
42 00	− 9,6	55 00	65,2	+ 5,2	18 00	+13,2
42 15	−10,1	55 45			18 30	+15,9
42 30	−10,0	56 00	64,4	+ 2,0	19 00	+18,2
43 00	− 9,9	56 45			20 00	+20,4
45 00	− 8,7	57 00	64,2	+ 1,2	20 30	+20,8
47 00	− 7,1	58 00			21 00	+20,7$_5$
50 00	− 5,1	59 00	64,0	+ 0,1	22 00	+19,8
55 00	− 2,4	5^h 00 00			24 00	+15,4
5^h 00 00	− 0,3	1 00	63,6	− 0,3	26 15	+ 8,6
4 00	+ 0,9	3 00			28 00	+ 2,9
10 00	+ 2,4	5 00	63,2	− 0,3$_5$	30 00	− 4,5
20 00	+ 3,9	7 00			33 00	−15,1
31 00	+ 5,2	9 00	63,3	− 0,3	36 00	−26,1
40 00	+ 6,0	20 00			40 00	−40,8
6^h 00 30	+ 7,6	25 00	62,8	− 0,2		

Es stellt dar: *t* die Zeit, *a* den Ausschlag des Elektrometers vom Nullpunkt in Skalenteilen, *e* die Ablesung des Elektrometers, *b* den Ausschlag pro Minute. Positive Potentiale sind mit +, negative mit − bezeichnet.

negativ, dann positiv geladen wurde, verlief analog.

Bei Versuch *B* wurde nach der zweiten Methode gemessen. In der Tabelle verbinden die Klammern die zueinander gehörigen Zeitpunkte, denjenigen, an welchem die Flasche isoliert wurde, und den darauffolgenden, an welchem das Elektrometer abgelesen wurde. Der Darstellung des pro Minute freiwerdenden Rückstandes in Kolonne *b* liegt dabei die Annahme zugrunde, daß in dem betreffenden Intervall die Zunahme des Rückstandes proportional der Zeit erfolgt.

Bei Versuch *C* wurde die Flasche auf höhere Potentiale geladen, der Verlauf des Rückstandes nach der ersten Methode, mit dauernder Isolation von der Erde, beobachtet.

Man sieht aus den Versuchen — was aus den Mitteilungen von Hopkinson nicht hervorgeht —, daß die erste Ladung im Rückstand auch dann zur Geltung kommen kann, wenn die zweite, entgegengesetzte Ladung auf ein ebenso hohes Potential erfolgt wie die erste, sobald sie nur eine entsprechend kürzere Zeit wirkt. Ja diesbezügliche Versuche zeigten, daß dies auch dann der Fall sein kann, wenn das Potential der nachfolgenden Ladung höher war, als das der ersten.

Standen die Ladungszeiten in geeignetem Verhältnis zueinander, so konnte nach drei aufeinanderfolgenden Ladungen verschiedenen Vorzeichens auch eine zweimalige Vorzeichenumkehr des Rückstandes beobachtet werden. Tabelle II gibt die Ergebnisse von zwei Versuchen dieser Art.

Fig. 3 gibt die entsprechenden Kurven.

Tabelle II.

Versuch *A*.		Versuch *B*.	
$10^h\ 14'\ 00''$ Flasche auf -2900 Volt geladen.		$7^h\ 20'$ abends Flasche auf $+3700$ Volt geladen.	
$3^h\ 44'\ 30''$ Flasche geerdet.		$4^h\ 53'$ nachm. d. folg. Tages Flasche geerdet.	
$4^h\ 1'\ 30''$ Flasche auf $+1700$ Volt geladen.		$5^h\ 28'\ 15''$ Flasche auf -2000 Volt geladen.	
$4^h\ 26'\ 00''$ Flasche geerdet.		$5^h\ 42'\ 00''$ Flasche geerdet.	
$4^h\ 35'\ 00''$ Flasche auf -800 Volt geladen.		$5^h\ 50'\ 15''$ Flasche auf $+2300$ Volt geladen.	
$4^h\ 44'\ 00''$ Flasche geerdet.		$5^h\ 51'\ 30''$ Flasche geerdet.	
bis $5^h\ 34'\ 00''$ wurde ein neg. Rückstand beobachtet.		bis $6^h\ 7'\ 00''$ wurde ein pos. Rückstand beobachtet.	
$5^h\ 39'\ 00''$ Flasche auf $+2800$ Volt geladen.		$6^h\ 15'\ 00''$ Flasche auf -2300 Volt geladen.	
$5^h\ 49'\ 00''$ Flasche geerdet.		$6^h\ 29'\ 00''$ Flasche geerdet.	
$5^h\ 55'\ 15''$ Flasche auf -1600 Volt geladen.		$6^h\ 32'\ 00''$ Flasche auf $+2500$ Volt geladen.	
$5^h\ 53'\ 15''$ Flasche geerdet.		$6^h\ 33'\ 45''$ Flasche geerdet.	
t	*a*	*t*	*a*
$5^h\ 55'\ 30''$	0,0	$6^h\ 36'\ 15''$	0,0
56 00	− 2,9	36 30	+ 4,8
56 30	− 3,6	37 00	+10,8
56 45	− 3,8	38 00	+15,9
57 00	− 3,5	39 00	+17,3
58 00	− 2,3	39 30	+17,5
59 00	− 0,3	40 00	+17,4
6 00 00	+ 1,7	42 00	+15,3
3 00	+ 7,1	46 00	+12,2
6 00	+10,9	49 00	+11,0
9 00	+12,8	51 00	+10,9
12 00	+14,4	53 00	+10,9
14 00	+15,1	55 00	+11,6
16 00	+14,9	59 00	+13,6
21 00	+13,3	7 2 00	+15,4
30 00	+ 7,9	7 00	+19,7
44 00	− 3,5		
55 00	−13,5		

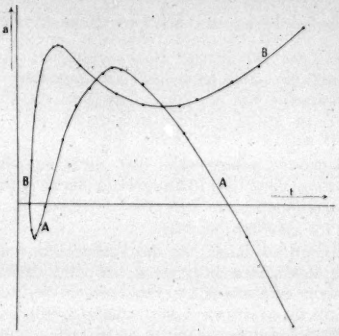


Fig. 3.

Es ist bemerkenswert, daß der Verlauf des elektrischen Rückstandes in jeder Beziehung sehr stark beeinflußt wird durch, auch kleine, Änderungen des Potentials der vorangegangenen Ladungen und der Zeitdauer ihrer Einwirkung. Bei der in Aussicht genommenen Fortsetzung der Versuche soll vorwiegend dieser Punkt genauer untersucht werden.

II. Einwirkung von mechanischen Erschütterungen.

Zunächst wurden die Versuche in der Art gemacht, daß man mit Hilfe einer besonderen Vorrichtung einen rechtwinklig gebogenen Glasstab nach Art eines Hammers gegen den aus der Schwefelsäure herausragenden Hals der Flasche schlagen ließ. Durch geeignete Vorversuche war festgestellt worden, daß die an der Stoßstelle möglicherweise auftretende Reibungselektrizität die Messungen nicht beeinflußte.

Es wurde das Freiwerden des Rückstandes nach einmaligem Laden in der zweiten Art beobachtet, d. h. indem man die Flasche während

eines bestimmten Zeitintervalls isolierte, das Elektrometer ablas, hierauf erdete usw., wobei man den Glasklopfer während einiger Intervalle kräftig gegen den Hals der Flasche schlagen ließ. Es war dann zu erwarten, daß eine Einwirkung der Erschütterungen sich in der graphischen Darstellung an einer Unregelmäßigkeit der Kurve zu erkennen geben würde.

Bei Anwendung kurzer und langer Ladungszeiten mit positiven und negativen Potentialen zwischen 200 und 3500 Volt konnte jedoch keine regelmäßige Einwirkung bemerkt werden, so daß die Wirkung der Erschütterungen die Größenordnung der Beobachtungsfehler — höchstens 8 Proz. — zu haben schien. Hopkinson[1]) erhielt bei einer ähnlichen Anordnung und einer ähnlichen Beobachtungsart beim Klopfen des Flaschenhalses eine Zunahme des Rückstandes von 20 Proz., und von 100 Proz., wenn die ganze Flasche mit einem Stab beklopft wurde.

Letzteres schien sich hier nicht ausführen zu lassen, ohne daß Fehlerquellen durch Niveauschwankungen der Schwefelsäure usw. zu befürchten gewesen wären.

Es wurde daher, um das Dielektrikum möglichst kräftig erschüttern zu können, als Kondensator eine Glasröhre genommen, die durch Reiben zu kräftigen Longitudinalschwingungen veranlaßt werden konnte. Die schematische Darstellung (Fig. 4) läßt die Anordnung erkennen.

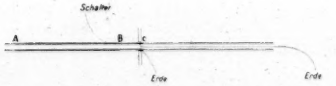


Fig. 4.

Eine ca. 1 m lange Glasröhre von 1,9 cm Durchmesser, 1,4 mm Wandstärke war innen von A bis über die Mitte C, außen von A bis B auf einer Ausdehnung von 36,1 cm versilbert. Die äußere Silberschicht konnte mit der Hochspannungsbatterie oder dem Elektrometer verbunden werden mittels eines leichten Messingbügels, der, mit Zwischenschaltung einer Silberschicht, gegen die Röhre drückte. Die innere Silberschicht war geerdet. In der Mitte C war die Röhre festgeklemmt, sie war an dieser Stelle auf einem schmalen Streifen, der als Schutzring diente, auch außen versilbert. Die nichtversilberte Hälfte konnte durch Reiben zum Tönen, und so die Röhre zu kräftigen Longitudinalschwingungen gebracht werden.

Bei den Versuchen wurde die äußere Silberschicht einige Zeit auf plus oder minus 200 Volt geladen, hierauf geerdet und mit dem Elektrometer verbunden. Es wurde nun mit der Stechuhr die Zeit bestimmt, die das Goldblättchen des Elektrometers zum Durchlaufen von 5 Skalenteilen brauchte; dann wurde geerdet, von neuem beobachtet usw. Trug man die so erhaltenen Zeiten als Funktion der vom Augenblick der anfänglichen Entladung verflossenen Zeit auf, so ergab sich eine stetige Kurve.

Wurde während eines Zeitintervalls, in dem die Belegung mit dem Elektrometer verbunden war, die Röhre gerieben, so war nach Hopkinson zu erwarten, daß sich dies durch eine beschleunigte Erzeugung des Rückstandes, mithin durch eine Unregelmäßigkeit in der Kurve, bemerkbar machen würde. Es wurden verschiedene Versuche mit kurzen und mit langen Ladungszeiten gemacht, bei einigen die Röhre während des Ladens wiederholt gerieben, bei anderen mehrere Tage vor Erschütterungen bewahrt und erst bei der Beobachtung des Rückstandes zum Tönen gebracht; es konnte aber innerhalb der Grenzen der Versuchsgenauigkeit — 5 Proz. — keine Einwirkung wahrgenommen werden. Es ist zu bemerken, daß sowohl die anfänglich benutzte Flasche, als auch die Röhre wiederholt kräftigen Erschütterungen ausgesetzt gewesen waren, bevor zu den Messungen geschritten werden konnte.

Die Ergebnisse der vorliegenden Beobachtungen lassen sich in folgendem zusammenfassen:

1. Mit der benützten Versuchsanordnung konnte die Vorzeichenumkehr des Rückstandes einer Leidener Flasche nach aufeinanderfolgenden Ladungen verschiedenen Vorzeichens beobachtet werden.
2. Es konnte gezeigt werden, daß die vorangegangenen Ladungen sich selbst dann im Rückstand getrennt äußern, wenn die letzte Ladung auf gleich hohes, ja auf höheres Potential erfolgt war, wie die erste.
3. Eine Beeinflussung des Freiwerdens des Rückstandes durch mechanische Erschütterungen des Dielektrikums konnte mit den benützten Versuchsanordnungen nicht nachgewiesen werden.

München, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 1. August 1912.)

1) Hopkinson, loc. cit.

Die Wirkung einer Verletzung durch Abschaben auf die elektrische Leitfähigkeit des Selens.
(The Effect of Rupture by Abrasion on the Electrical Conductivity of Selenium.)

Von F. C. Brown.

Als ich vor einiger Zeit die Oberfläche des Selens einer Giltayzelle abfeilte, um direkt gewisse Grenzen für die Tiefe des Eindringens von Licht in das Selen zu ermitteln[1]), entdeckte ich einen neuen Effekt.

Dieser Effekt mechanischer Verletzung auf positiv-lichtempfindliches Selen ähnelt im allgemeinen den vielen anderen bekannten Effekten an diesen Varietäten des Selens. Die Verletzung verursacht eine Zunahme der Leitfähigkeit, aber diese Zunahme ist keine bleibende. Die Erholung erfolgt äußerst langsam und erfordert oft mehr als einen Monat, bis das Selen den vor der Verletzung bestehenden elektrischen Zustand erreicht. Die Versuche sind besonders interessant wegen ihrer Beziehung zur Theorie des dynamischen Gleichgewichtes lichtempfindlichen Selens[2]). Die drei Komponenten des Selens sind im dynamischen Gleichgewicht in einer Art fester Lösung vorhanden. Aber das Gleichgewicht muß notwendig in gewissen Gebieten oder Konfigurationen wirksam sein. Die Verletzung der Oberfläche des Selens stört notwendig diese Konfiguration und infolgedessen die Gleichgewichtsbedingung. Die Wiederherstellung der Gleichgewichtsbedingung erinnert an das Wiederwachsen von Kristallen, wie es bekanntlich unter besonderen Bedingungen eintritt, wenn man gewisse große Kristalle zertrümmert oder zerbrochen hat.

Die erwähnte Verletzung habe ich durch Feilen hervorgebracht und Giltay durch einen Sandstrahl. Ich verfuhr in der Weise, daß ich die Oberfläche des Selens zwischen den Drähten einer Giltayschen Zelle gleichmäßig abfeilte. Das Selen, das fortgefeilt worden war, wurde im allgemeinen gewogen, um die Beziehung zwischen der Leitfähigkeit und der Selenmenge zu ermitteln, sowie ferner, um die Wirkung fortgesetzten Feilens festzustellen.

Das Hervorbringen der Verletzung.

Ich werde zunächst das Verfahren zum Hervorbringen der Verletzung beschreiben, das mir Herr J. W. Giltay brieflich mitzuteilen die Freundlichkeit hatte. Seinen Bericht erhielt ich erst ein paar Tage, nachdem ich meine Vorversuche über den Gegenstand beendet hatte, und wenn er auch das Datum seiner Versuche nicht angibt, so ist es doch durchaus möglich, daß er die Erscheinung zuerst entdeckt hat.

Herr Giltay erzeugte die Verletzung durch einen sanften Sandstrahl. Der von ihm benutzte Apparat ist in Fig. 1 dargestellt und soll

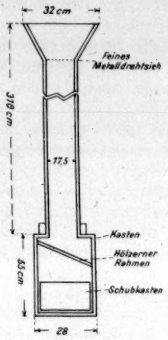


Fig. 1.

im folgenden mit seinen eigenen Worten beschrieben werden: „Der Apparat, in dem der Sand fällt, besteht aus einem quadratischen Holzrohr, das oben in einem konischen Stück und unten in einem Kasten endet. In diesem Kasten ist in geneigter Lage ein hölzerner Rahmen angeordnet, wie es die Figur zeigt. Dieser Rahmen trägt ein Drahtnetz, auf das der mit dem Sandstrahl zu behandelnde Gegenstand gelegt wird. In den Kasten ist ferner ein hölzerner Schubkasten eingesetzt, von dem zwei Exemplare erforderlich sind. Einer dieser Schubkästen wird mit Sand gefüllt, und der Sand fällt in den anderen, der in dem Kasten steht. Dann wird der volle Schubkasten herausgezogen und durch den anderen ersetzt, und dieses Spiel wiederholt sich so oft, wie nötig". In dem Giltayschen Apparat wird die Verletzung durch den auf die Oberfläche des Selens fallenden Sand hervorgebracht.

Mein Verfahren, die Verletzung herbeizuführen, bestand in der Anwendung einer feinen Schlichtfeile, die so gehauen war, daß sie das Selen zwischen den Drähten entfernte, die Drähte aber nicht angriff. Es ist schwer, genau zu sagen, worin der Unterschied zwischen der durch die Feile und der durch den Sandstrahl hervorgerufenen Verletzung bestehen wird. Vielleicht dürfte die Feile in ihrer Wirkung gröber sein. Soweit jedoch die Tatsachen gehen, zeigt sich keine Andeutung irgendwelcher Verschiedenheit in der Verletzung, einerlei, nach

1) Phys. Rev. **34**, 201, 1912.
2) Phys. Rev. **33**, 403, 1911.

welchem Verfahren sie herbeigeführt worden ist. Wenn dies sich so verhält, so hat das Feilverfahren den Vorteil, daß man die beseitigte Selenmenge bestimmen kann.

Der Effekt der Verletzung.

Die Entdeckung dieses neuen Effektes erfolgte ganz zufällig. Ich benutzte eine Feile, um die Oberflächenschicht des Selens einer Giltayschen Zelle zu entfernen, in der Absicht, herauszufinden, ob das gesamte Selen der Zelle leitend sei, sowie auch in der Hoffnung, die Lichtempfindlichkeit, d. h. das Verhältnis der Leitfähigkeit im Licht zu jener im Dunkeln, zu steigern. Der erste Versuch zeigte, daß die Leitfähigkeit zunahm, wenn das Selen abgefeilt wurde. Bei dem zweiten Versuch wurde das Selen, etwa 0,06 g, zwischen acht parallelen Drähten der Giltayschen Zelle betrachtet. Die Leitfähigkeit im Dunkeln betrug 87 Skalenteile. Nach Abfeilen einer ganz geringen Menge Selen von der ganzen Oberfläche stieg die Leitfähigkeit tatsächlich auf das Fünffache. Mehr als die Hälfte des Selens wurde entfernt, ehe die Leitfähigkeit im Dunkeln bis auf 150 Skalenteile sank. Als der Prozeß fortgesetzt wurde, bis nur noch eine dünne Selenschicht übrig blieb, sank die Leitfähigkeit nach 24 Stunden im Dunkeln auf 20 Skalenteile. Die Lichtempfindlichkeit betrug dann 66 : 1 bei einer Probe, die vor der Verletzung der Oberfläche ungefähr 30 : 1 ergeben hatte. Die Leitfähigkeit im Licht wie im Dunkeln wurde durch das Feilen zunächst gesteigert. Dies deutet auf eine Veränderung in den Eigenschaften des Selens infolge der Einwirkung hin.

Giltay hat seine Entdeckung auch ganz zufällig gemacht. Er erzählt: „Ich hatte zwei Zellen, die beide eine etwas bläuliche Farbe zeigten, wie dies bei meinen Zellen zuweilen vorkommt . . . Der Dunkelwiderstand betrug

bei Nr. 31 *b*: $R = 190000$ Ohm, und in diffusem Licht: $R/22{,}5$;

bei Nr. 32 *b*: $R = 300000$ Ohm, und in diffusem Licht: $R/25$.

Da die Zellen nicht gut aussehen, wenn sie blau sind, so behandelte ich Nr. 31 *b* mit dem Sandstrahl (siehe Fig. 1), um die gewöhnliche Farbe der Selenoberfläche zu erhalten. Ich erwartete, daß der Widerstand und ebenso die Empfindlichkeit etwas größer werden würden, weil die Selenschicht etwas dünner wurde. Beide Zellen wurden nach der Behandlung mit dem Sandstrahl in den Dunkelkasten gebracht und tags darauf beide abermals gemessen. Dabei ergab sich:

Nr. 31 *b*: $R = 70000$ Ohm, und in diffusem Licht: $R/8{,}2$;

Nr. 32 *b*: $R = 300000$ Ohm, und in diffusem Licht: $R/25$.

Nach 15 Tagen wurden die Zellen wieder gemessen. Die Zimmertemperatur . . . war viel niedriger . . . Die Zellen lieferten jetzt:

Nr. 31 *b*: $R = 140000$ Ohm, und in diffusem Licht: $R/25$;

Nr. 32 *b*: $R = 430000$ Ohm; und in diffusem Licht: $R/44$.

Dies scheint zu beweisen, daß der Dunkelwiderstand durch den Sandstrahl verringert, sowie daß die Empfindlichkeit in derselben Weise wie durch Erhitzen der Zelle verringert worden ist . . . Ich muß jedoch hinzufügen, daß ich diesen Versuch wegen Zeitmangels nur einmal gemacht habe . . .“

Es mag hier bemerkt werden, daß bei Zelle 31 *b* der Widerstand nach dem Zeitraum von 15 Tagen um 100 v. H. stieg, während der Widerstand von Zelle 32 *b* in derselben Zeit nur um 43 v. H. zunahm. Wahrscheinlich rührte die Größe der Widerstandszunahme beider Zellen um den letztgenannten Betrag von einer Temperaturänderung her, aber die weitere Zunahme war zweifellos einfach eine Erholung der Wirkung des Sandstrahles.

Die langsame Änderung nach der Verletzung.

Nachdem ich bemerkt hatte, daß das Selen bei den Versuchen Giltays sich anscheinend von der Wirkung des Sandstrahles erholte, suchte ich nach einer Erholung von der Wirkung des Feilens. Die Leitfähigkeit nahm bei den verschiedenen Versuchen, die ich machte, sehr langsam ab. Die nachstehende Tabelle liefert ein Beispiel aus einer Beobachtungsreihe.

Der hervortretendste Umstand, der aus der Betrachtung der Tabelle hervorgeht, ist, daß das Feilen die elektrischen Eigenschaften des Selens verändert hat. Nach der ersten Beseitigung von Selen durch die Feile nahm die Leitfähigkeit dadurch von 2,5 auf 18,0 zu und die Leitfähigkeit im Licht von 86 auf 215. Die Behandlung erfolgte jedoch im diffusen Zimmerlicht, und infolgedessen muß ein kleiner Teil der gesteigerten Leitfähigkeit als Folge unvollkommener Erholung vom Licht erklärt werden. Die gesteigerte Leitfähigkeit im Licht kann aber nicht anders erklärt werden als auf Grund veränderter Eigenschaften des Selens. Die Größe der Leitfähigkeitszunahme scheint nach dem ersten Feilen abzunehmen.

In allen Fällen zeigt sich offenbar eine langsame Abnahme der Leitfähigkeit nach dem Feilen, die viel langsamer ist als irgendeine Veränderung des Selens infolge irgendwelcher anderer bekannter Agenzien. Nach dem dritten

Nummer der Behandlung mit der Feile	Abgefeilte Menge Selen	Zeit der Beseitigung		Leitfähigkeit im Dunkeln		Leitfähigkeit im Licht	Empfindlichkeit
1	0,0022 g	13. Jan.	9h 25′ a. m.	2,5	vor dem Abfeilen, bei 25° C	86	34/1
			9h 30′	18			
			9h 45′	15			
			12h 00′	14,4			
			3h 00′ p. m.	13			
			5h 00′	12		215	18/1
		14. Jan.	12h 00′	8,6	bei 23° C		
		15. Jan.		7,4	„ 22° C		
		17. Jan.		6,5	„ 22° C		
		18. Jan.		6,3	„ 22° C		
		23. Jan.		6,0	„ 21° C		
2	0,0098 g	24. Jan.	10h 40′				
			11h 00′	3,0			
		25. Jan.		2,5		53	21/1
		26. Jan.		1,8	bei 20° C		
		29. Jan.		1,7	„ 21° C		
		30. Jan.		1,4	„ 19° C		
		11. Febr.		1,3	„ 22° C	49	38/1
3	0,011 g	16. Febr.	8h 00′				
			8h 05′	1,4			
			10h 30′	1,1			
			3h 00′ p. m.	0,75			
		17. Febr.		0,5		12	24/1
		20. Febr.		0,45			
		11. März		0,2	bei 26° C	8,8	44/1
		3. April		0,16	„ 24,5° C	7,9	48/1
		29. April		0,14	„ 24° C	7,8	56/1

Feilen an der betrachteten Probe änderte sich die Leitfähigkeit noch nach einem Zeitraum von mehr als zwei Monaten. Es ist indessen nicht ganz klar, ob die gesamte Änderung ihrer Natur nach eine Erholung auf den vor Beginn des Feilprozesses herrschenden Zustand ist. Vermutlich waren an der Probe der Zelle 0,06 g Selen. Nachdem ich hiervon etwas mehr als ein Drittel entfernt hatte und Gleichgewicht abgewartet hatte, betrug das Leitvermögen 0,14, oder nur ein Zwanzigstel ihres Betrages vor dem Abfeilen. Danach hat es den Anschein, daß ein großer Teil der Änderung keine Erholung war. Eine andere Beobachtungsreihe an einer anderen Selenprobe stellen die Kurven in Fig. 2 dar. Durch die dritte Befeilung, die am fünften Tage stattfand, wurde weniger als die Hälfte des Selens entfernt, und doch sank schließlich die Leitfähigkeit von 7 auf 1,7. Möglicherweise wird nicht nur das fortgeschaffte, sondern auch das nahe an der Oberfläche befindliche Selen unfähig gemacht, zu leiten. Bekanntlich[1]) wird das lichtempfindliche Selen durch Pulvern in die nichtleitende amorphe Form übergeführt. Die Oberfläche der Zelle zeigt nach dem Feilen ein schwarzes, glänzendes Aussehen, wie das glasige Selen. Es schien mir jedoch, als ob sich im Laufe eines Monats die Oberflächenfarbe in das gewöhnliche Grau verwandelte.

1) A. P. Saunders, Journ. Phys. Chem. **4**, 423.

Die Natur des Effektes im Vergleich mit anderen Effekten.

Die einzigen anderen Effekte, die mit dem hier beschriebenen verwandt sein könnten, sind vielleicht die Wirkungen des Druckes und des Radiums. Druck vermindert den Widerstand in sehr bemerkenswertem Maße[1]), aber der Effekt zeigt geringe oder gar keine Hysterese. Der Widerstand kehrt sehr rasch auf seinen ursprünglichen Wert zurück. Ich kenne tatsächlich keinen anderen Effekt, von dem die Erholung so rasch vor sich geht. Später hat jedoch Montén beobachtet, daß bei Drucken von der Größe von 30000 Atmosphären eine geringe Hysteresenwirkung vorhanden war. Dieser Unterschied zwischen dem Druckeffekt und dem Verletzungseffekt ist vermutlich der, der im Namen liegt. Die angewandten hydraulischen Drucke waren gleichförmig auf der Oberfläche und beanspruchten somit keinen Teil des Selens über die Elastizitätsgrenze hinaus, während durch Behandlung mit der Feile oder

1) Brown and Stebbins, Phys. Rev. **26**, 273, 1908; Montén, Arkiv för Math., Astr. och Fysik **4**, 1, 1908.

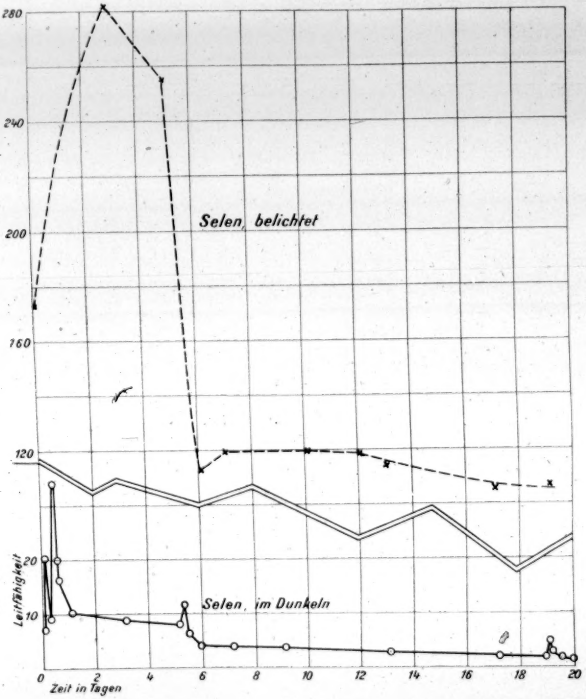


Fig. 2.

mit dem Sandstrahl Teile des Selens tatsächlich abgebrochen wurden und vielleicht ein großer Teil der Oberfläche über die Elastizitätsgrenze beansprucht wurde.

Man könnte erwarten, daß die α-Strahlen des Radiums einen Effekt von der Art jenes durch Verletzung mittels Abschabens hervorbrächten. In der Arbeit von Brown und Stebbins[1]) sind die Ergebnisse kurzer Expositionen gegen Radium mit der Aktivität von 2 000 000 beschrieben. Die Widerstandsabnahme war von derselben Größenordnung, wie die durch Abschaben herbeigeführte. Auch die Erholung erfolgt langsamer als von der Exposition gegen Licht, aber nicht so langsam als wie von der Feilenbehandlung. Es ist daher sehr wohl möglich, daß der Radiumeffekt ein Verletzungseffekt ist. Eine Untersuchung langer Expositionen von Selen gegen Radium, vielleicht solcher von vielen Tagen, würde weitere Aufschlüsse hierüber geben. Zweifellos würde der Widerstand dauernd abnehmen, bis das Radium entfernt würde, statt in ein paar Minuten einen Gleichgewichtszustand zu erreichen, wie bei Exposition gegen Licht von entsprechender Intensität der Fall ist.

1) a. a. O.

Der Effekt des Abschabens auf negativ lichtempfindliches Selen[1]).

Der Umstand, daß negativ lichtempfindliches Selen instabil ist, und daß sein Widerstand durch einfaches Schütteln zunimmt, würde zu der Vermutung führen, daß Verletzung durch Abschaben eine ähnliche Zunahme herbeiführen würde, und nicht die an positiv lichtempfindlichem Selen erzeugte Abnahme.

Die Einheit negativ lichtempfindlichen Selens, die ich untersucht habe, hatte einen Widerstand von ungefähr 19,2 Ohm im Dunkeln bei 0,14 Volt Klemmenspannung, und 20,7 Ohm bei Exposition gegen das diffuse Zimmerlicht. Nachdem mit

1) F. C. Brown, diese Zeitschr. **11**, 482, 1910; Lilah B. Crum, On Some Characteristics of Light Negative Selenium. Phys. Rev. **33**, 538, 1911.

einer Feile über ein Viertel der Selenoberfläche gestrichen worden war, stieg der Widerstand auf 26,2 Ohm, und nachdem die Feile einfach über das zweite Viertel gezogen worden war, stieg er weiter auf 28 Ohm, und eine weitere ähnliche Behandlung des dritten Viertels ließ den Widerstand auf 36,9 Ohm ansteigen. Da ich nicht gern Gefahr laufen wollte, die Probe unnötig zu verderben, führte ich die Behandlung nicht weiter durch. Nach einem Aufenthalt von einer Woche im Dunkeln hatte sich der Widerstand nur auf 34 Ohm im Dunkeln erholt. Nach Verlauf von zwei Monaten hatte sich die Leitfähigkeit auf 20,7 Ohm im Dunkeln und 21,8 Ohm im Licht des Zimmers erholt. Es ist noch zu bemerken, daß die Erholung fast vollkommen war, sowie auch, daß der Prozeß gerade so langsam verlief wie die Erholung beim positiv lichtempfindlichen Selen. Es ist interessant und wichtig, daß die Schabeeffekte an positiv lichtempfindlichem und an negativ lichtempfindlichem Selen entgegengesetztes Vorzeichen haben, und ferner, daß die Effekte im übrigen gleich erscheinen.

Die Natur des Effektes.

Die elementarste Erklärung für den Effekt der Verletzung durch Abschaben läßt sich auf die kinetische Theorie der Materie stützen, nach welcher die wesentlichen Bestandteile gezwungen sind, innerhalb gewisser Konfigurationen zu wirken. Wenn das lichtempfindliche Selen sich im Dunkeln im Gleichgewicht befindet, so sind die in Bewegung befindlichen Teile auf gewisse Konfigurationen oder feste Grenzen beschränkt, vielleicht auf die Grenzen der Kristallflächen. Dieselben Grenzen mögen mehr oder minder bestimmend sein, wenn das Selen dem Licht ausgesetzt wird. Feilen zerstört beispielsweise diese Grenzen, und so beginnen dann die bewegten Teile des Selens, sich neu einzustellen, bis ein neues Gleichgewicht hergestellt ist. Die Teile des Selens müssen die ganze Zeit hindurch in Bewegung sein. Das Schaben bringt nur diese Bewegungen aus ihrer gewohnten Bahn. Die elektrische Leitfähigkeit bezeichnet glücklicherweise beim Selen, ob der Gleichgewichtsstand in gewissen Teilen erreicht ist, oder nicht, oder wie schnell wir uns ihm nähern. Wahrscheinlich erfährt alle Materie mit kristallinischer Struktur infolge von Verletzung ähnliche Veränderungen, aber leider zeigen die meisten Formen der Materie diese elektrische Änderung nicht in ausgeprägtem Maße als Widerspiel.

In zwei früheren Arbeiten über die Wirkung des Lichtes auf das Selen[1]) habe ich gezeigt, daß das verschiedenartige Verhalten verschiedener Varietäten des Selens unter der Einwirkung des Lichtes sich durch die Annahme von drei Komponenten erklären läßt, die gemäß der Reaktion $A \rightleftarrows B \rightleftarrows C$ im Gleichgewicht stehen. Die Umwandlungsgeschwindigkeiten würden danach bestimmte Werte im Dunkeln und andere im Licht haben. Es mußte angenommen werden, daß die verschiedenen Varietäten des Selens verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten der Umwandlung im Dunkeln haben, aber ich habe keine Erklärung dafür angegeben, weshalb dies der Fall sein sollte, d. h. weshalb nicht alle Selenarten demselben Gleichgewichtswerte und derselben Leitfähigkeit im Dunkeln zustreben sollten. Ich habe jedoch die Vermutung geäußert, daß vielleicht bei der Herstellung irgendeiner Varietät des Selens etwas im Selen selbst Liegendes die Ursache dafür ist, daß es gegebene Umwandlungsgeschwindigkeiten beibehält. Nach dieser Anschauungsweise bedingen bestimmte Umwandlungsgeschwindigkeiten bestimmte Konfigurationen, und beide müssen in jedem Gleichgewichtszustande miteinander gehen. Wenn das Feilen eine bestimmte Konfiguration zerstört, so muß es auch die Umwandlungsgeschwindigkeiten verändern. Der Umstand, daß verschiedene Varietäten des Selens unter denselben Bedingungen hinsichtlich Temperatur, Druck, Feuchtigkeit und elektrischer Verhältnisse verschiedene Umwandlungsgeschwindigkeiten haben können, ist einfach ein Beweis dafür, daß es noch einen anderen Faktor gibt, welcher in verschiedenen Selenproben verschieden ist, und er ist weiter ein Zeichen dafür, daß dieser veränderliche Faktor im Selen selbst liegen kann. Wenn das der Fall ist, so würde der Faktor eine Angelegenheit der Vorgeschichte sein. Es ist wirklich nicht verwunderlich, daß die frühere Behandlung des Selens für seine festen Umwandlungsgeschwindigkeiten sowie auch für seine Eigenschaften bestimmend sein soll. Eine Verletzung durch Schaben löscht vielleicht die Vorgeschichte bis zu einem gewissen Grade aus, und kann vielleicht ein Anwachsen oder eine Umwandlung unter veränderten Bedingungen ermöglichen. Auf alle Fälle müssen wir notwendig das lichtempfindliche Selen als aus veränderlichen und in Bewegung begriffenen Teilen bestehend ansehen, die ein Gleichgewicht erreichen, aber niemals zur Ruhe kommen.

Zusammenfassung.

1. Der Effekt einer Verletzung durch Abschaben ist sowohl für positiv lichtempfindliches als auch für negativ lichtempfindliches Selen untersucht worden.
2. Die beschriebenen Arten der Verletzung

1) Phys. Rev. **33**, 1, 403, 1911.

rufen eine vorübergehende Zunahme der Leitfähigkeit des Selens der Giltayschen Zelle hervor.

3. Eine Verletzung derselben Art erzeugt eine Veränderung der Leitfähigkeit an negativ lichtempfindlichem Selen, deren Vorzeichen jenem der Veränderung an positiv lichtempfindlichem Selen entgegengesetzt ist.
4. Beide Varietäten des Selens erholen sich von dem Effekt, jedoch langsamer als nach irgendeinem anderen bekannten Agens, das die Leitfähigkeit verändert.
5. Die Änderungen der Leitfähigkeit infolge einer Verletzung sprechen zugunsten gewisser Anschauungen der kinetischen Theorie der Materie.

Physikalisches Laboratorium der Universität Jowa, Jowa City, Jowa.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 22. Juli 1912.)

Die äußere Reibung der Gase und ein neues Prinzip für Luftpumpen: Die Molekularluftpumpe [1]).

Von W. Gaede.

Kundt und Warburg[2]) haben gezeigt, daß stark verdünnte Gase an der Wand gleiten, und daß die äußere Reibung der Gase an der Glaswand mit sinkendem Drucke abnimmt. Knudsen[3]) berechnete den absoluten Wert der äußeren Reibung aus gaskinetischen Überlegungen und fand eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und beobachteten Werten für die durch Glasröhren strömenden Gasmengen. Er nahm, wie Maxwell, an, daß die Gasmoleküle von der Wand zurückgeworfen werden, unabhängig vom Einfallswinkel.

Ich habe die Knudsenschen Beobachtungen nachgeprüft und fand, daß bei den Drucken größer als 0,001 mm Quecksilbersäule sich eine Gashaut auf dem Glas ausbildet, welche bewirkt, daß die Moleküle vorzugsweise nach der Einfallsrichtung zurückgeworfen werden. Die Versuche zeigten, daß man von der Wirkung der Gashaut sich folgende Vorstellung zu bilden hat: Auf der Glasoberfläche sind zweierlei Arten von Unebenheiten zu unterscheiden, mechanische Unebenheiten und molekulare Unebenheiten. Bei Drucken oberhalb 0,001 mm werden die molekularen Unebenheiten von einer Gashaut überdeckt, deren Dichtigkeit nach dem Gasraum zu abnimmt. Die von der Wand reflektierten Gasmoleküle müssen die Gashaut durchdringen, wodurch die Austrittsrichtung der Gasmoleküle beeinflußt wird. Der senkrechte Austritt aus der Gashaut ist der bevorzugte, weil bei schrägem Austritt die zu durchdringende Strecke in der Gashaut größer und der Austritt mehr gehindert ist als in senkrechter Richtung. Vergleicht man die mechanischen Unebenheiten mit den Ackerschollen und Furchen, so entsprechen den molekularen Unebenheiten die Sandkörnchen und Steinchen, und der Gashaut entspricht eine dünne Reifschicht oder ein feiner Schneebelag auf den Schollen. Herrscht im hohen Vakuum zwischen beiden Enden einer Röhre eine Druckdifferenz, d. h. sind in einer Röhre die Gasmoleküle an einem Ende dichter angehäuft als am andern, so trifft der von dem einen Rohrende kommende Molekülschwarm von den mechanischen Unebenheiten der Röhrenwand diejenigen Flächenstücke, die ihm zugewandt sind. Von den getroffenen Flächenstücken werden die Moleküle durch die Wirkung der Gashaut vorzugsweise senkrecht reflektiert, so daß der ganze Molekülschwarm der Hauptsache nach in die Richtung, aus der er kam, zurückgeworfen wird. Nach dem andern Rohrende zu tritt von den zurückgeworfenen Molekülen nur der kleinere Teil aus. Der Ausgleich der ungleichen Molekülanhäufungen — der Druckausgleich — ist somit langsamer als in dem andern Falle, wenn ohne Gashaut die Moleküle absolut regellos, unabhängig vom Einfallswinkel von den molekularen Unebenheiten der Wand abgestoßen werden, so daß ebenso viele Moleküle nach dem einen Rohrende zurückgeworfen wie nach dem andern Rohrende weiter ausgesandt werden. Diese letzte, von Knudsen verwendete Voraussetzung trifft nur bei Drucken unterhalb 0,001 mm zu, indem bei diesen Drucken die Gashaut praktisch verschwindet. Durch das Auftreten der Gashaut wird die durch ein Rohr in der Zeiteinheit strömende Gasmenge kleiner, die hydrodynamische, äußere Reibung zwischen Gas und Wand größer.

Im Zusammenhange damit[1]) habe ich die Gasreibung zwischen bewegten Flächen berechnet und gefunden, daß in diesem Falle Druckkräfte auftreten, welche sich zur Konstruktion einer neuen Art von Hochvakuumpumpen gut eignen. In Fig. 1 ist A ein um die Welle a drehbarer Zylinder, der von dem Gehäuse B umschlossen ist. In das Gehäuse B ist eine

1) Nach einem auf der 83. Naturforscherversammlung in Karlsruhe gehaltenen Vortrag.

2) Kundt u. Warburg, Pogg. Ann. **155**, 337, 525, 1875.

3) M. Knudsen, Ann. d. Phys. **28**, 75, 1909.

1) Eingehende Mitteilungen werde ich demnächst veröffentlichen.

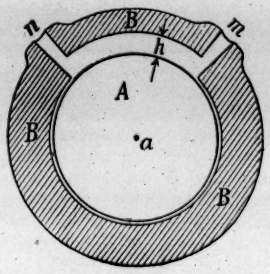


Fig. 1.

von n bis m reichende Nut von der Tiefe h eingefräst. Dreht sich A im Sinne des Uhrzeigers, so wird die Luft in der Nut infolge der Gasreibung von n nach m mitgerissen. Verbindet man die Öffnungen n und m mit einem Manometer, so beobachtet man zwischen m und n eine Druckdifferenz, welche der Drehungszahl von A und der inneren Reibung des Gases proportional ist. Evakuiert man das Gehäuse, so bleibt trotz der entstehenden Gasverdünnung die Druckdifferenz zwischen m und n konstant, weil die innere Reibung unabhängig vom Druck ist. Ist z. B. die Druckdifferenz 10 mm Quecksilbersäule, so ist bei Atmosphärendruck der Druck bei m 760 mm, bei n 750 mm. Verdünnen wir die Luft im Gehäuse, so erhalten wir z. B. bei m 200 mm und bei n 190 mm, oder bei m 50 mm und bei n 40 mm. Setzen wir bei m den Druck auf 10 mm herab, so sollte, wenn diese Regel noch weitere Gültigkeit hat, der Druck bei n 0 mm sein und diese Vorrichtung ein absolutes Vakuum zu geben imstande sein. Dies trifft allerdings nicht zu, weil infolge der diffusen Reflexion der Moleküle an der Wand, welche sich hydrodynamisch als Gleitung der Gase bemerkbar macht, diese Regel bei den niedersten Drucken ihre Gültigkeit verliert. Während bei den hohen Drucken die Druckdifferenz konstant blieb, ist bei den niedersten Drucken das Verhältnis der Drucke bei m und n unabhängig vom Verdünnungsgrad. Die Gasmoleküle werden bei den niedersten Drucken, unterhalb 0,001 mm, von den Oberflächen unabhängig vom Einfallswinkel diffus reflektiert und fliegen von einer Wand zur andern, ohne mit andern Gasmolekülen zusammenzustoßen. Die Reflexion der Moleküle kann man sich so vorstellen, wie wenn die Oberfläche des Zylinders mit einer großen Zahl kleiner Geschütze besät wäre, aus welchen die Moleküle nach allen möglichen Richtungen mit einer gewissen Geschwindigkeit, der Molekulargeschwindigkeit, abgeschossen werden. Bewegt sich die Zylinderoberfläche mit einer Geschwindigkeit, die größer ist als die Molekulargeschwindigkeit, so werden in der Nut die vom Zylinder tangential abgeschossenen Moleküle in der Richtung von n nach m eine Geschwindigkeit haben, die das Doppelte der Molekulargeschwindigkeit übersteigt, während rückwärts, vom Zylinder nach n, überhaupt keine Moleküle gelangen können. Infolgedessen wird bei n ein Verarmungsbereich an Molekülen, ein Vakuum auftreten. Man erkennt hieraus, daß diese Vorrichtung, welche bei Atmosphärendruck als Luftpumpe wertlos ist, bei niederen Drucken in Verbindung mit einer Hilfspumpe sehr gute Resultate geben muß. Die neue Pumpe beruht auf einer technischen Ausnutzung des molekularen Mechanismus der Gase, die neue Pumpe ist eine „Molekularluftpumpe". Aus verschiedenen praktischen Gründen wählt man die Umdrehungsgeschwindigkeit kleiner und gibt den Saugnuten die Form wie in Fig. 2. In den um die Achse a im Gehäuse B rotierenden Zylinder A sind Nuten von der Tiefe b und Breite h eingeschnitten. In die Nut greift die am Gehäuse B befestigte Lamelle C ein. Dreht sich A im Sinne des Uhrzeigers, so wird das Gas bei m verdichtet, bei n verdünnt. Um die Wirkung zu steigern, sind die Öffnungen m n zu den

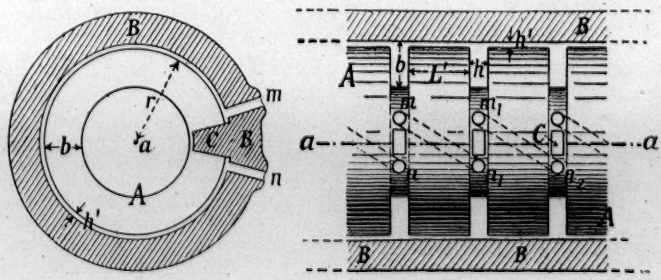


Fig. 2.

nebeneinander befindlichen Nuten so geschaltet, daß m mit n_1, m_1 mit n_2 usw. verbunden sind. Das Gehäuse ist geschlossen und mit luftdichten Lagern versehen, welche die Welle des Zylinders nach außen durchtreten lassen. An dem Gehäuse befinden sich zwei Düsen. Die eine führt zum Gehäuse und dient zum Anschluß an eine Vorpumpe, die andere Düse führt zu der mittelsten Nut des Zylinders und dient zum Anschluß des zu evakuierenden Apparates.

Um die Wirksamkeit der neuen Luftpumpe zu prüfen, wurde eine Röntgenröhre von ca. 1 l Inhalt aufgesetzt. In etwa 10 Sekunden war, bei einem Druck von 5 mm beginnend, die Röhre so weit evakuiert, daß an einer 15 cm weiten Funkenstrecke des Induktors Parallelfunken einsetzten. Bedenkt man, daß der gleiche Versuch mit meiner früher konstruierten Quecksilberluftpumpe, vorausgesetzt, daß die Röntgenröhre gut getrocknet ist, etwa 100 Sek. dauert, so erkennt man die große Leistungsfähigkeit der neuen Luftpumpe. Da die Wirkung der Pumpe auf einer unmittelbaren Beeinflussung der Molekülbewegung beruht, so ist zu erwarten, daß im Gegensatz zu den bisher bekannten Luftpumpen die Molekularluftpumpe nicht nur die Gase, sondern auch die Dämpfe absaugt. Dies bestätigt sich auch, indem bei dem genannten Versuche kein Phosphorpentoxyd oder sonstiges Trockenmittel verwendet zu werden brauchte. Eine bedeutend empfindlichere Kontrolle über die Güte des Vakuums[1]) geben die Kanalstrahlen, indem diese selbst bei den niedrigsten Drucken, die mit den bisher bekannten Pumpen erreicht werden konnten, Ionisations- und Umladungserscheinungen auch bei Verwendung von Phosphorpentoxyd zeigen, wenn nicht noch besonders die Dämpfe auf das sorgfältigste durch passend angebrachte, mit flüssiger Luft gefüllte Kühlgefäße im Vakuum ausgefroren werden[2]).

Die Herren v. Dechend und Hammer hatten die Freundlichkeit, ihre Versuche unter Verwendung meiner Molekularluftpumpe zu wiederholen und stellten fest, daß das äußerste Vakuum im Beobachtungsraum des Kanalstrahlenrohres, wie es z. B. zur direkten Bestimmung der Kanalstrahlengeschwindigkeit erforderlich ist, mit der Molekularluftpumpe in 10 Min. ohne Anwendung von flüssiger Luft oder sonst irgendeines Trockenmittels erreicht wird, was eine sehr große Erleichterung des Experimentierens bedeutet. Bei Verwendung der Molekularluftpumpe war der Kanalstrahl vollkommen unsichtbar, das Fluoreszenzbild desselben hatte trotz des 70 cm langen Strahlenweges vollkommen scharfe Ränder, und die von W. Wien entdeckten Umladungserscheinungen konnten bei magnetischer und elektrischer Ablenkung nur noch eben wahrgenommen werden. Mit der Molekularpumpe erhielt man somit bei dieser Anordnung ebenso gute, wenn nicht noch bessere Vakua, als dies bisher nur unter Verwendung der das Experimentieren sehr erschwerenden Kühlgefäße mit flüssiger Luft möglich war.

Tabelle I gibt den Zusammenhang zwischen der Tourenzahl n per Minute der Molekularluftpumpe und dem an der Saugdüse gemessenen Druck p_2 und dem Druck p_1 im Gehäuse, der mit Hilfe meiner Kapselluftpumpe eingestellt wurde. Die Drucke unter 1 mm wurden mit Mac Leodschen Manometern gemessen. Der Druck p_2 war nicht mehr ablesbar für $n = 12000$ und $p_1 = 0{,}05$.

Tabelle I.

n	p_1	p_2
12000	0,05	0,0000002
12000	1	0,000005
12000	10	0,00003
12000	20	0,00003
6000	0,05	0,00002
2500	0,05	0,00003

Der bisher noch nie erreichte Druck $p_2 = 0{,}0000002$ mm Quecksilbersäule wurde ermittelt, indem das Manometer mit der drittletzten Nut verbunden wurde und durch eine besondere Messung das konstante Druckverhältnis zwischen der dritten und letzten Nut bestimmt wurde. Das erreichte Vakuum ist demnach um so höher, je niedriger der Druck im Gehäuse und je größer die Tourenzahl ist. Dies stimmt mit obiger Überlegung überein, indem bei der Reflexion vom rotierenden Zylinder um so mehr Moleküle zur Saugdüse n (Fig. 1 und 2) zurückgelangen werden, je kleiner die Umfangsgeschwindigkeit des Zylinders ist im Verhältnis zur Molekulargeschwindigkeit. Bei gleicher Tourenzahl muß somit das erreichte Vakuum um so schlechter sein, je größer die Molekulargeschwindigkeit ist. Dies läßt sich leicht zeigen, wenn man auf die Molekularpumpe eine elektrische Entladungsröhre aufsetzt und das Gehäuse einmal mit Luft mit der Molekulargeschwindigkeit $^1/_2$ km per Sekunde, dann mit Wasserstoff mit der Molekulargeschwindigkeit 1,8 km per Sekunde bei jeweils gleichen

1) Mit dem Mac Leod läßt sich bekanntlich nur der Partialdruck der Gase, nicht der Totaldruck der Gase und Dämpfe feststellen.

2) v. Dechend u. Hammer, Berichte der Heidelberger Akademie 1910. 21. Abh. Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik. S. 34. 1911. Hammer, diese Zeitschr. 12. 1077. 1911.

Drucken im Gehäuse durchspült. Geht im ersten Falle keine Entladung mehr durch die Röhre hindurch, so werden die verschiedenen Entladungsstadien rückwärts durchlaufen, sobald man das Vorvakuum mit Wasserstoff durchspült. Durchspült man darauf mit Luft, so stellt sich das ursprüngliche hohe Vakuum wieder ein.

Fig. 3 und 4 zeigen die Molekularluftpumpe, wie dieselbe von der Firma E. Leybolds Nachfolger in Cöln hergestellt wird[1]). Mittelst Riemenübersetzung wird die Pumpe von dem Elektromotor von $^1/_3$ PS angetrieben. Der Riemen wirkt bei Fig. 4 nicht direkt auf die Welle der Pumpe, sondern auf ein Vorgelege, mit welchem die Pumpenwelle beweglich gekuppelt ist, damit die Lager der Molekularluftpumpe möglichst geschont werden. Die Pumpe macht 8000 Touren pro Minute. Da der Zylinder das Gehäuse nirgends berührt und die Welle im Lager durch das Öl getragen wird, ist eine Abnutzung der Teile wenig wahrscheinlich und hat bis jetzt auch nicht beobachtet werden können. Um unvorhergesehenen Störungen vorzubeugen, ist die Pumpe durch Vermittelung des Vorgeleges angetrieben, und in die Saugröhren sind zum Schutze gegen Fremdkörper Fangnetze eingelegt. Das Eindringen von Öl am Lager in das evakuierte Gehäuse habe ich durch eine dynamische Öldichtung verhindert. Damit diese wirkt, muß man bei der Inbetriebsetzung zuerst die Pumpe anlaufen lassen und dann mit der Vorpumpe verbinden. Umgekehrt muß bei dem Abstellen zuerst die Vorpumpe und dann die Molekularluftpumpe abgestellt werden. Durch eine automatische Stellvorrichtung ist dafür gesorgt, daß die Handgriffe nur in der genannten Reihenfolge vorgenommen werden können. Die dynamische Öldichtung hat vor den sonst üblichen Stopfbüchsen den Vorzug absoluter Betriebssicherheit bei den hohen Tourenzahlen. Das

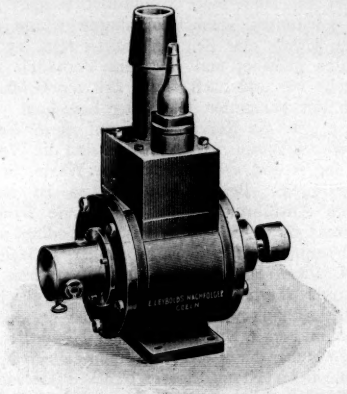


Fig. 3.

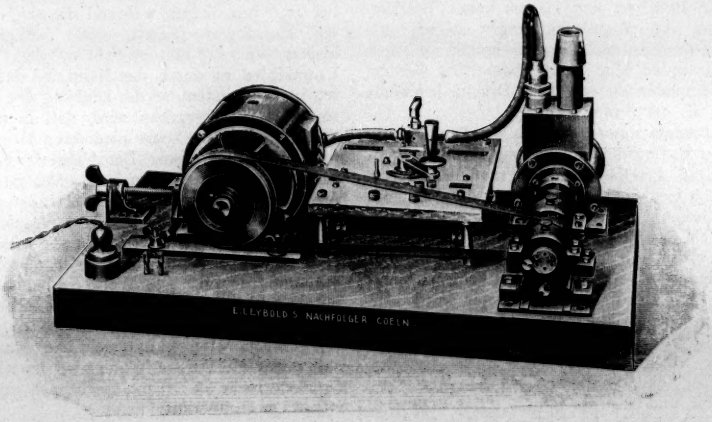


Fig. 4.

1) Die Firma E. Leybolds Nachf. in Cöln hat allein das Herstellungs- und Verkaufsrecht der Molekularluftpumpe D.R.P.

weite Rohr auf der Pumpe ist mit einem Schliff versehen und dient zum Anschluß der zu evakuierenden Apparate. Die kleinere Düse oben auf der Pumpe dient zum Anschluß an die Vorpumpe.

Ich untersuchte einige Pumpen dieser Art, die von der Firma E. Leybolds Nachf. in Cöln hergestellt waren. Tabelle II gibt die Durchschnittswerte, die ich bei der Prüfung für die Tourenzahl n per Minute, den Druck p_1 im Vorvakuum und den Druck p_2 im Hochvakuum erhalten habe.

Tabelle II.

n	p_1	p_2
8200	0,1	0,000 00 (nicht ablesbar)
8200	1	0,000 02
8200	10	0,000 5
8200	20	0,005
6200	0,1	0,000 01
6200	1	0,000 05
6200	10	0,002
6200	20	0,8
4000	0,1	0,000 03
4000	1	0,000 3
4000	10	0,08
4000	20	3

Die Schliffe waren bei diesen Versuchen mit Gummifett nach Ramsay gedichtet. Es scheint, daß für die schnell erreichten, extrem hohen Vakua selbst dieses Fett nicht brauchbar ist. Es wurde beobachtet, daß das Vakuum bei 8000 Touren und 0,1 mm Vorvakuum plötzlich zurückging in eine meßbare Größenordnung, d. i. 10^{-5} bis 10^{-6} mm, sobald z. B. an dem Fett ein Bläschen zum Platzen kam. Bei Verwendung von Siegellackkittungen zeigten sich solche Störungen nicht und es konnte an einem $^1/_2$ l fassenden Mac Leod abgeschätzt werden, daß die niedersten erreichten Drucke jedenfalls kleiner als 10^{-6} mm waren.

Außerdem untersuchte ich die Saugleistung der von E. Leybolds Nachf. angefertigten Pumpen. Daß dieselbe groß sein muß, läßt schon der oben genannte Versuch mit der Röntgenröhre erkennen. Zur genauen Bestimmung wurde ein Glasballon von 8 l Inhalt durch einen weiten Hahn mit der Pumpe eine bestimmte Zeit hindurch verbunden. Mit einem angesetzten Mac Leodschen Manometer wurde der Druck in der Glaskugel vor und nach der Kommunikation mit der Pumpe bestimmt. Bezeichnen wir mit der Saugleistung S die von der Pumpe per Sekunde abgeschöpfte Anzahl Kubikzentimeter, und ist p der Druck, v das Volumen, V der Kubikinhalt des Ballons und t die Zeit, so ist nach Definition $S = \frac{dv}{dt}$ und mit Berücksichtigung des Boyleschen Gesetzes $S = \frac{V}{p} \cdot \frac{dp}{dt}$ oder integriert $S = \frac{V}{t} \cdot \lg \text{nat} \frac{p_1}{p_2}$, wenn p_1 den Druck vor, p_2 den Druck nach dem Zeitabschnitt t bezeichnet. Wenn S unabhängig vom Druck wäre, so müßten demnach die Werte von p und t eine logarithmische Kurve darstellen. Dies trifft bei keiner Luftpumpe zu. In der Nähe des Grenzvakuums konvergiert S naturgemäß gegen 0. Innerhalb eines kleinen Intervalles kann man S konstant setzen. Bei der genannten Versuchsanordnung wurde der Hahn jeweils eine Zeit t gleich 10 resp. 15 Sekunden geöffnet und aus dem Verhältnis der Drucke vor und nach dieser Zeit die Größe S nach der genannten Gleichung berechnet. In Fig. 5 gibt die Kurve A die auf diese Weise erhaltenen Werte. Als Abszissen sind die Werte von log p und als Ordinaten die Werte für S aufgetragen. Bei großen Drucken ist nach obigen Ausführungen die entstehende Druckdifferenz durch die innere Reibung bedingt und die Pumpe arbeitet um so günstiger, je kleiner die Drucke sind. Bei dem Druck 0,01 mm ist die freie Weglänge der Moleküle von gleicher Größenordnung wie die Dimensionen der Saugnuten und nach Kurve A hat bei diesem Druck die Leistung der Molekularluftpumpe ein Optimum. Bei noch niedrigeren Drucken überwiegt der Einfluß der äußeren Reibung und die Saugleistung nimmt um so mehr wieder ab, je mehr man sich dem Grenzvakuum der Pumpe nähert. Nach der Kurve A würde dies Grenzvakuum bei 10^{-5} mm liegen, während die obigen direkten Messungen zeigten, daß Verdünnungen kleiner als 10^{-6} mm erreicht werden. Dieser Unterschied ist durch den Hahn und das Hahnfett bedingt, indem bei der Drehung des Hahnes so viel Luft abgegeben wird, daß in der Zeit von 15 Sekunden keine niedereren Drucke erreicht werden können. Der Abfall der Kurve A nach rechts ist daher zu steil. Der punktierte Ast der Kurve A dürfte mutmaßlich den wahren Werten näher kommen. Zum Vergleich ist noch die Kurve B eingezeichnet, welche die Saugleistung S meiner rotierenden Quecksilberluftpumpe angibt. Die Werte S sind aus dem Mittelwert berechnet, den die Firma E. Leybolds Nachf. in Cöln mir aus einer großen Anzahl von Pumpenprüfungen mitgeteilt hat. Man sieht, daß meine Molekularluftpumpe bei den niederen Drucken mehr als 10mal so schnell saugt als meine Quecksilberluftpumpe.

Damit die große Saugleistung der Molekularluftpumpe auch wirklich ausgenutzt wird, müssen die Rohrleitungen genügend weit sein. Einen sehr

einfachen Anhaltspunkt dafür, ob die Leitungsfähigkeit der Röhren für stark verdünnte Luft ausreichend ist, erhält man, wenn man mit $W = \frac{l}{r^3}$ den Rohrwiderstand bezeichnet und die Rohrlänge l in Metern und den Rohrradius r in Millimetern angibt. Der reziproke Wert $\frac{1}{w}$ ist dann die Leitungsfähigkeit des Rohres und hat die Bedeutung, daß durch das eine Ende des Rohres $\frac{1}{w}$ ccm per Sekunde eintreten, wenn das andere Ende mit einem unendlich großen, vollständig evakuierten Raum verbunden ist. Ist das Rohr aus verschiedenen Stücken zusammengesetzt, so wird der Leitungswiderstand der Rohrleitung ebenso berechnet wie der Ohmsche Widerstand bei Drähten. Ist das Rohr 1 m lang und 12 mm weit, so ist die Leitungsfähigkeit $\frac{6^3}{1} = 216$ ccm per Sekunde. Es können durch das Rohr im Maximum 216 ccm per Sekunde angesogen werden. Damit die Pumpe gut ausgenutzt ist, muß die Leitungsfähigkeit des Rohres größer sein als die Saugleistung der Luftpumpe. Bei 0,001 mm ist nach Fig. 5 die Saugleistung meiner rotierenden Quecksilberluftpumpe 80 ccm per Sekunde und meiner Molekularluftpumpe 1330 ccm per Sekunde. Das 12 mm weite Rohr ist daher für die Quecksilberluftpumpe recht, für die Molekularluftpumpe dagegen viel zu eng. Damit die Molekularluftpumpe gut ausgenutzt ist, muß das Rohr mehr als 22 mm weit sein.

Die Saugwirkung der Molekularluftpumpe beruht darauf, daß die ungeordnete Geschwindigkeit der Gasmoleküle in der Nut durch den rotierenden Anker eine von der Saugdüse zur Druckdüse gerichtete Zusatzkomponente erhält. Die Molekulargeschwindigkeit ist daher in der Richtung von Saug- zu Druckdüse größer als in entgegengesetzter Richtung. Da durch die Molekulargeschwindigkeit die Temperatur eines Gases definiert ist, so muß bei der Molekularluftpumpe, auch wenn keine zeitlichen Druckänderungen auftreten, ein den hydrodynamischen Wirkungen entsprechender thermischer Effekt vorhanden sein. Dreht sich in Fig. 2 der Anker A im Sinne des Uhrzeigers, so wird das Gas auf der oberen Fläche der Lamelle C, auf welche die Gasmoleküle mit erhöhter Geschwindigkeit auftreffen, eine Temperaturerhöhung, und umgekehrt auf der unteren Lamellenfläche, auf welche die Gasmoleküle mit verminderter Geschwindigkeit auftreffen, eine Temperaturerniedrigung erzeugen. Ersetzt man die Lamelle C durch ein Thermoelement, so lassen sich diese erwarteten Temperaturunterschiede, welche wir als kinetischen Wärmeeffekt bezeichnen wollen,

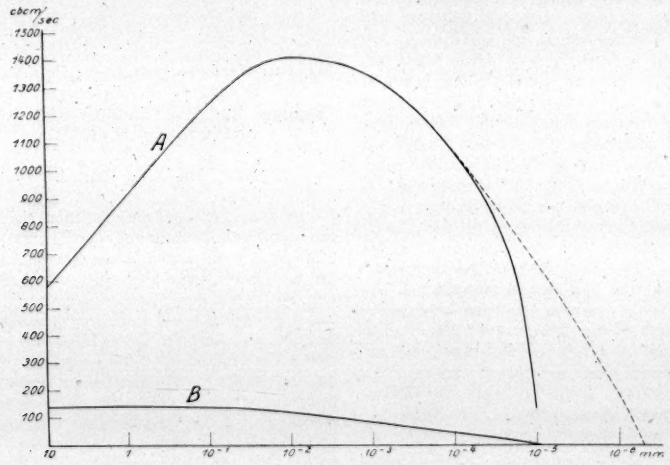


Fig. 5.

nachweisen, sobald der Gasdruck so weit gesunken ist, daß die freie Weglänge der Gasmoleküle größer ist als die Nutenabmessungen. Ich berechnete molekulartheoretisch die Größe des zu erwartenden kinetischen Wärmeeffektes und fand eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den beobachteten Werten. Der experimentelle Nachweis dieses kinetischen Wärmeeffektes zeigt erstens, daß die molekulartheoretischen Vorstellungen über die Wirkungsweise der Molekularluftpumpe zu Recht bestehen. Zweitens hat er eine meteorologische Bedeutung, indem bei der Bewegung der Sternschnuppen durch die obersten atmosphärischen Schichten die gleichen Verhältnisse vorliegen, wie bei unserer Versuchsanordnung, nur in kinematischer Umkehrung. Während bei der Molekularluftpumpe das Thermoelement ruht und das Gas sich bewegt, ruht in den obersten atmosphärischen Schichten das Gas und die Meteoriten bewegen sich durch das Gas. Ist infolge der hohen Verdünnung in den obersten Schichten der Atmosphäre die freie Weglänge der Gasmoleküle größer als der Durchmesser der Sternschnuppe, so muß der kinetische Wärmeeffekt hier besonders große Werte annehmen, weil die Geschwindigkeit der Sternschnuppen ein Vielfaches der Molekulargeschwindigkeit ist. Wie bei unserem Versuche mit der Molekularluftpumpe sind wir imstande, die Temperaturen der Sternschnuppen zu berechnen. Unter Verwendung der meteorologischen Angaben von Wegener[1]) erhält man in den Höhen von 100 bis 200 km Temperaturen zwischen 5000 und 3000° Celsius. Es ist die Annahme gemacht, daß die Sternschnuppen nicht verdampfen. Diese Temperaturen sind somit obere Grenzwerte.

Bei allen bisher bekannten Systemen von Hochvakuumpumpen, den Kolben-, Rotations-, Öl-, Quecksilber-Luftpumpen wird, dem Gedankengang Otto von Guerickes folgend, durch einen Kolben, der aus einem festen Material oder einer Flüssigkeit besteht, eine gewisse Gasmenge abgegrenzt, von dem zu evakuierenden Gefäß abgeschlossen und durch die Kolbenbewegung dem Vorvakuum oder der Atmosphäre zugeführt. Ein möglichst vollkommener Abschluß des Gefäßes ist prinzipiell notwendig, weil andernfalls sich die Drucke nach jedem Kolbenhub wieder ausgleichen würden und ein hohes Vakuum nicht zustande kommen könnte. Im Gegensatz hierzu ist bei der Molekularluftpumpe kein Kolben vorhanden und das zu evakuierende Gefäß ist mit dem Vorvakuum durch die Nuten des Gehäuses oder Ankers dauernd verbunden und in keinem Moment auch nur teilweise abgesperrt. Durch die Rotation des Ankers wird die Geschwindigkeit der Gasmoleküle in der Nut derart beeinflußt, daß an der Saugdüse ein Verarmungsbereich an Molekülen, ein Vakuum entsteht. Dies neue Prinzip bewährt sich für Hochvakuumpumpen in hohem Maße, indem die Molekularluftpumpe vor den bisher bekannten Luftpumpen den Vorzug hat, nicht nur viel schneller zu pumpen und höhere Luftverdünnungen zu geben, sondern vor allem ein von Dämpfen freies Vakuum herzustellen.

(Eingegangen 22. Juli 1912.)

1) Wegener, diese Zeitschrift **12**, 170, 1911.

Vakuum-Thermoelemente und ein Verfahren zur Erzeugung hochgradiger Vakua. (Vacuum Thermal Couples and a Method of Producing High Vacua.)

Von A. H. Pfund.

In den letzten Jahren hat man sich vielfach mit der Vervollkommnung der Thermosäule beschäftigt. Den ersten beachtenswerten Schritt tat Rubens[1]), dem es gelang, die Verzögerung der Mellonischen Thermosäule durch Verwendung dünner Eisen- und Konstantandrähte zu beseitigen. Alsdann zeigte Lebedew[2]), daß durch Verwendung eines hochgradigen Vakuums ein geschwärztes Thermoelement siebenmal so empfindlich wurde, während ein poliertes eine Erhöhung der Empfindlichkeit auf das Fünfundzwanzigfache aufwies. Schließlich hat Johanssen[3]) die Bedingungen ausgearbeitet und experimentell nachgewiesen, unter denen sich die höchste Empfindlichkeit ergibt, die man mit zwei Metallen von bekannter thermoelektromotorischer Kraft, bekanntem Widerstand und bekanntem Wärmeleitvermögen erreichen kann. Im folgenden möchte ich ein Verfahren zur Herstellung von Thermoelementen mit sehr hoher Empfindlichkeit sowie ferner eine transportable Entluftungsvorrichtung beschreiben, die zur Erhaltung eines hochgradigen Vakuums in der Hülle der Thermoelemente Verwendung findet. Angesichts des Umstandes, daß sie weder teures Material, noch große experimentelle Geschicklichkeit erfordern, lassen sich beide Apparate von jedermann herstellen.

1) Rubens, Zeitschr. f. Instrkde. **18**, 65, 1898.
2) Lebedew, Ann. d. Phys. (4) **9**, 209, 1902.
3) Johanssen, Ann. d. Phys. (4) **33**, 517, 1910.

Die Thermoelemente.

Die Materialien, die ich zur Herstellung von Thermoelementen benutzte, sind die bekannten Legierungen von Hutchins[1]); sie bestehen aus 95 Teilen $Bi + 5$ Teilen Sn einerseits und aus 97 Teilen $Bi + 3$ Teilen Sb andererseits. Die thermoelektromotorische Kraft zwischen diesen beiden Legierungen beträgt 120 Mikrovolt für 1^0 C Temperaturdifferenz. Um dünne Fäden herzustellen, schmolz ich ungefähr 10 g einer Legierung in einem kleinen Tiegel und schleuderte die geschmolzene Masse „tangential" auf ein großes Stück Spiegelglas. Durch dieses Verfahren wurde das Metall zu zahlreichen feinen Fäden ausgesponnen, die sich leicht mittels einer Pinzette fortnehmen ließen. Viele dieser Fäden waren zu dünn, um überhaupt behandelt werden zu können; die tatsächlich benutzten waren ungefähr 0,15 mm breit und 0,01 mm dick. Nach vielen vergeblichen Versuchen ergab sich folgendes sehr befriedigende Lötverfahren: Zwei aus den beiden Legierungen gewonnene Fadenenden wurden hintereinander auf ein Stück Glas gelegt, unter das ein Stück weißes Papier gelegt worden war; dann wurde ein ganz kleines Stück Lötmetall von niederem Schmelzpunkt auf einem Glasstreifen (von $1 \times 5 \times 40$ mm) geschmolzen. Dieses Stückchen geschmolzenen Lotes wurde mit etwas nichtätzendem Lötwachs bedeckt, worauf sich das Lot zu einem winzigen Kügelchen zusammenzog. Der Glasstreifen wurde umgekehrt und das geschmolzene Kügelchen unmittelbar über die Berührungsstelle der beiden Fäden gebracht, so daß es diese berührte. Sobald das Kügelchen fest geworden war — was sich durch Beobachtung des Augenblickes feststellen ließ, in dem das Metall eine weißliche Farbe annahm — wurde ein Druck auf den Glasstreifen unmittelbar über dem Kügelchen ausgeübt, und zwar mit der Spitze einer Messerschneide; auf diese Weise wurde das Kügelchen zu einer ganz dünnen Scheibe (von ungefähr 1 mm Durchmesser) ausgepreßt, in das die Fäden eingebettet waren. In ähnlicher Weise wurden dünne Kupferdrähte, die zuvor verzinnt worden waren, an die freien Enden der Fäden angelötet und hiermit das Element vervollständigt. Die Oberseite jedes Scheibchens wurde mit Lampenruß geschwärzt, und das Thermoelement wurde in einer Kapsel montiert, die nach einem weiter unten zu beschreibenden Verfahren entluftet wurde. — Dieses Verfahren zur Herstellung dünner Fäden und zu deren Verlötung liefert, wie sich herausgestellt hat, glänzende Ergebnisse, selbst bei den höchst brüchigen Becquerelschen Legierungen und beim Tellur.

Welche Empfindlichkeit sich mit einem einzigen Thermoelement erreichen läßt, zeigt folgende Reihe von Messungsergebnissen:

Dimensionen jedes der beiden Fäden: $0{,}01 \times 0{,}15 \times 5{,}0$ mm;

Flächeninhalt der mittleren Scheibe: 1,0 mm²;

Gesamtwiderstand des Thermoelementes: 5,1 Ohm;

D'Arsonval-Galvanometer: Widerstand: 12 Ohm, Ausschlag: 1 mm $= 7{,}10^{-10}$ Ampere;

das Glasfenster, welches das Thermoelement bedeckt, läßt von der Strahlung einer Normalkerze 50 v. H. durch;

Entluftung erhöht die Empfindlichkeit ungefähr um das Sechsfache;

Ausschlag, hervorgerufen durch eine Normalkerze in 1 m Abstand = 600 mm;

dieser Ausschlag ergibt nach Korrektion für die Absorption von 50 v. H. durch das Glasfenster: 1200 mm für 1 mm² Fläche des Thermoelementes.

Ich will hier nicht im einzelnen die Empfindlichkeiten anführen, die andere Forscher unter Verwendung von Vakuum-Thermoelementen und Bolometern erreicht haben[1]); es mag vielmehr die Feststellung genügen, daß das oben beschriebene Thermoelement bei derselben Galvanometerempfindlichkeit und derselben exponierten Fläche den besten bislang benutzten Radiometern gleichkommt und diese in vielen Fällen sogar noch übertrifft.

In Übereinstimmung mit den Erfahrungen anderer Forscher habe ich gefunden, daß der einzige Mangel, der dem Vakuum-Thermoelement anhaftet, seine Trägheit ist. Mit einem Thomson-Galvanometer mit einer vollen Schwingungsdauer von 1 Sekunde, das mit dem Thermoelement verbunden war, ergab sich, daß eine Expositionsdauer von 8 Sekunden nötig war, um den Ausschlag des Galvanometers auf seinen Höchstwert zu bringen.

Ohne davon Kenntnis zu haben, daß Johanssen[2]) einen ähnlichen Vorschlag gemacht hatte, habe ich vor einiger Zeit begonnen, mich mit dem Bau eines Instrumentes zu beschäftigen, daß zur Messung der Strahlung von Sternen benutzt werden soll. Dieses Instrument enthält drei Kompensations-Thermoelemente, bei denen eine Gesamtfläche von 1 mm² exponiert wird, und ist mit dem sogleich zu beschreibenden

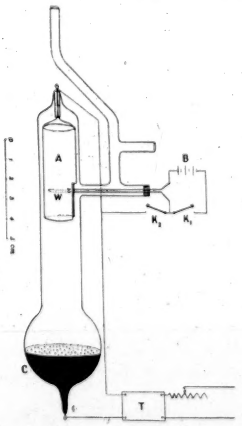
1) Hutchins, Sill. Journ. **48**, 226.

1) W. W. Coblentz, Bull. Bur. Stand. **4**, 391.
2) E. S. Johanssen, a. a. O., S. 535.

transportablen Entluftungsapparat mit Kokosnußkohle verbunden. Bei Verwendung eines Thomson-Galvanometers mit einer Empfindlichkeit von 1×10^{-10} Ampere läßt sich eine Empfindlichkeit erreichen, die mehrere Male so groß ist wie die, welche Nichols[1]) bei seinen Sternuntersuchungen erreicht hat.

Der Entluftungsapparat mit Holzkohle.

Das nachstehend beschriebene Verfahren zur Herstellung hochgradiger Vakua beruht auf der bekannten Erscheinung der Selbstentluftung, die sich an Vakuumröhren zeigt. Die wesentlichen



Teile des Apparates sind aus der vorstehenden Figur ersichtlich, die in natürlichem Maßstabe gezeichnet ist. Die obere Elektrode (A) ist ein Aluminiumzylinder, während die untere Elektrode (C) eine Masse zerstoßener Kokosnußkohle ist, in welche ein 1,5 cm langer Platindraht eingebettet ist. Die Kohle arbeitet am besten, wenn sie gepulvert und auf einem Stück Eisenblech wieder zur Rotglut erhitzt worden ist, bis keine leuchtenden Flammen mehr zu sehen sind. Die Elektroden sind mit der Sekundärwickelung eines kleinen Umformers (T) verbunden, dessen Primärspule mit einem Strome unter einer Potentialdifferenz von 110 Volt (60 Perioden in der Sekunde) gespeist wird, und dessen Sekundärwickelung 2000 Volt liefert. Zunächst wird die Röhre bis auf 1 oder 2 mm Hg entluftet und eine Entladung, die stark genug ist, um Kohlenwasserstoffdämpfe zu erzeugen und einen Teil der Holzkohleteilchen zur Rotglut zu bringen, ungefähr 15 Minuten lang hindurchgeschickt. Während dieser Zeit werden die durch die Entladung erzeugten Gase fortgepumpt, um die Entladung aufrecht zu erhalten. Wenn die Gase nicht mehr leicht erzeugt werden, wird die Entladung unterbrochen und die Röhre bis zur Grenze der Leistungsfähigkeit der Pumpe entluftet. Man muß die Röhre etwa 15 bis 20 Minuten lang abkühlen lassen, ehe sie gebrauchsfertig ist.

Um zu zeigen, was die Röhre zu leisten vermag, ließ ich genügend Luft hinein, daß sich ein dunkler Raum von ungefähr 2 mm um die Aluminiumelektrode zeigte, und ließ die Röhre sowie die (ungefähr 20 cm^3 fassende) Kapsel mit dem Thermoelement sich selbst entluften. Wenn man eine ziemlich schwache Entladung hindurchgehen läßt, wird das Gas so schnell absorbiert, daß nach etwa einer Minute der dunkle Raum sich auf 2 cm ausdehnt. Danach wird die Entladung schwach, und es findet nur noch eine geringe weitere Entluftung statt. Um den Entluftungsprozeß einen Schritt weiter zu treiben, habe ich bei (W) eine kleine Wehneltkathode eingeschaltet, die mit der Batterie (B) und dem Schlüssel (K_2) verbunden ist. Schließt man die Schlüssel (K_1) und (K_2), und erhitzt man diese Kathode bis zur Weißglut, so tritt wieder eine heftige Entladung ein, und die Folge davon ist eine weitere Absorption von Gasen. Wenn ich auch keine endgültigen Messungen über den erreichbaren Entluftungsgrad angestellt habe, kann ich doch feststellen, daß die Entladung eines großen Induktors lieber eine äußere Funkenstrecke von 20 mm Länge überspringt, als durch die Röhre geht.

Natürlich besteht eine Grenze für die Gasmenge, welche die Holzkohle absorbieren kann. Als Ergebnis einer etwa sechsmaligen Wiederholung des im vorstehenden angedeuteten Verfahrens, Luft zuzulassen und auszupumpen, hat sich herausgestellt, daß die Holzkohle die Gase nicht mehr in so hohem Grade zu absorbieren vermochte wie zu Anfang. Wenn dieser Punkt erreicht ist, muß man die Röhre mit der Pumpe verbinden und nochmals die heftige Entladung anwenden, um die in der Holzkohle enthaltenen Gase auszutreiben.

Das Hauptanwendungsgebiet dieses Entluftungsapparates liegt in seiner Verbindung mit transportablen Thermosäulen, Radiometern usw., die periodisch die Beseitigung der kleinen Gasmengen erfordern, die langsam eingedrungen sind. Eine tatsächliche Prüfung ergab, daß die Empfindlichkeit eines Vakuum-Thermoelementes durch

1) E. F. Nichols, Astrophys. Journ. 13, 101.

den Holzkohle-Entluftungsapparat ebenso stark erhöht wurde wie durch das beste mit einer Quecksilberpumpe erreichbare Vakuum. Weiter mag erwähnt werden, daß ein Entluftungsapparat, der an eine in täglichem Gebrauch befindliche Thermosäule angeschlossen war, in einem Zeitraum von mehr als 4 Monaten keine neue Erhitzung erforderte.

Die Vorzüge des Entluftungsapparates lassen sich kurz folgendermaßen zusammenfassen:

1. Er erzeugt ein sehr hochgradiges Vakuum (das, wenn es erwünscht ist, frei von Quecksilberdampf ist).
2. Er ist transportabel.
3. Der Entluftungsgrad läßt sich regulieren.
4. Die einmal von der Holzkohle absorbierten Gase werden von dieser festgehalten.

Wenn dieses Verfahren auch nicht mit dem Dewarschen in Wettbewerb tritt, so leistet es doch für den Zweck, für den es ausgearbeitet worden ist, gute Dienste.

Johns Hopkins Universität, im Juli 1912.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. Juli 1912.)

Die Emission von Ionen und Elektronen seitens eines Funkens in verdünnter Luft und die ionomagnetischen Drehungen[1]). Zweiter Teil[2]): Die ionomagnetischen Drehungen.

(L'Emissione di Ioni ed Elettroni da una Scintilla nell'Aria Rarefatta e le Rotazioni Ionomagnetiche. Parte Seconda: Le rotazioni ionomagnetiche.)

Von Augusto Righi.

XII. Die erste Beobachtung des neuen Phänomens.

Im Verlaufe meiner Versuche über die mechanische Wirkung, welche die Funken in verdünnter Luft aus der Entfernung ausüben, hatte ich Gelegenheit, folgende Beobachtung zu machen. Ich stellte Versuche mit einem Mühlrädchen mit geneigten Flügeln an, das in einem Apparate aufgehängt war, wie er in Fig. 4, oder noch besser in Fig. 6, dargestellt ist. Wenn sich dieses Rädchen anfänglich sehr hoch oben befindet, und man es so weit senkt, bis es sich auf der Geraden UV (Fig. 6) befindet, also in einer Linie mit den Elektroden, so hört es auf, sich zu drehen, und wenn man es noch weiter senkt, so nimmt es, wie dies natürlich ist, eine Drehung von entgegengesetztem Sinne wie zuvor an. Wenn sich aber das Rädchen nahezu auf der Höhe der Elektroden befindet nnd sich daher entweder gar nicht bewegt, oder sich ganz langsam im einen oder anderen Sinne dreht, und man nun ein vertikales Magnetfeld erregt (beispielsweise mit Hilfe des Poles einer unterhalb des Apparates aufgestellten Spule, ähnlich der Spule R in Fig. 13), so nimmt das Mühlrädchen sofort eine, häufig sehr schnelle, Drehbewegung an, deren Drehungssinn sich umkehrt, wenn man den Richtungssinn des felderregenden Stromes umkehrt.

Es lag auf der Hand, daß bei der Hervorbringung des neuen Phänomens die Neigung der Flügel des Rädchens keinerlei Einfluß haben konnte. Aus diesem Grunde verfertigte ich Mühlrädchen mit vertikalen Flügeln, die, wie ich erwartet hatte, dasselbe Verhalten zeigten.

Ein sehr einfaches und rasches Verfahren zur Herstellung solcher Rädchen ist folgendes: Aus einem sehr dünnen Glimmerblättchen schneide ich zwei Rechtecke, AB und CD, aus (in Fig. 14 ungefähr in natürlicher Größe dargestellt) und führe durch sie zwei feine Schlitze, E und F, in halber Länge und bis auf halbe Breite. Mit Hilfe dieser Schlitze kann ich sie unter rechtem Winkel zusammensetzen, wie es das Bild $A'B'C'D'$ zeigt. Ein kleines Häkchen G aus Glasfaden und eine ganz geringe Menge Siegellack (oder auch etwas Kitt aus Wasserglas und gefälltem Kalziumkarbonat) machen das Ganze vollkommen haltbar und starr.

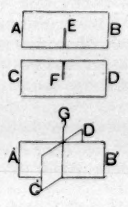


Fig. 14.

Bei diesen ersten Versuchen war das Mühlrädchen immer in Höhe der Elektroden angeordnet. Bei seinen geringen Abmessungen sowie bei dem beträchtlichen Volumen, das die Funken für gewöhnlich besaßen (ich benutzte

1) Vorgetragen in der Sitzung der Reale Accademia delle Scienze dell'Istituto di Bologna am 28. Januar 1912.
2) Erster Teil: diese Zeitschr. **13**, 755, 1912.

starke Luftverdünnung und Kondensatoren von großer Kapazität), kann man sagen, daß das Mühlrädchen in die Funken eingetaucht war. Unter diesen Versuchsbedingungen fand ich, daß die Drehung des Mühlrädchens in demselben Sinne erfolgte, in dem der Strom in der darunter angeordneten Spule kreiste. Ich werde fortan die Drehungen, welche dieser Regel folgen, als positive Drehungen bezeichnen. Später erhielt ich auch Drehungen, die ich als negative Drehungen bezeichnen will, und die in entgegengesetztem Sinne verliefen wie die positiven, also im entgegengesetzten Sinne wie der genannte Strom.

Ich brauchte einige Zeit, ehe es mir gelang, mir über die Ursache der festgestellten Erscheinung eine Vorstellung zu bilden, die ich für richtig halte. Inzwischen veränderte ich die Bedingungen des Versuchs nach verschiedenen Seiten hin und fand dabei neue Daten, auf die ich eine Erklärung stützen konnte. Es scheint mir aber vorteilhafter, mich nicht bei einer Darlegung meiner Versuche in chronologischer Reihenfolge aufzuhalten, sondern lieber gleich meine Erklärung auseinanderzusetzen, und dieser dann die Schilderung der einzelnen Versuche folgen zu lassen, die zum großen Teil Bestätigungen für meine Erklärung bilden. Ich glaube, es dürfte nicht schwer sein, eine ziemlich vollständige Erklärung dieser Erscheinungen in der Weise zu bilden, daß man von den Ergebnissen der Molekulartheorie der Gase ausgeht und ähnliche Methoden verfolgt wie diese Theorie. Einstweilen jedoch erblicke ich darin noch keinen wirklichen Nutzen. Ich beschränke mich deshalb lieber darauf, die durch das Magnetfeld hervorgerufenen Drehungen auf eine vielleicht weniger strenge, aber zweifellos einfachere und klarere Weise zu erklären.

XIII. Die Ursache der durch das Magnetfeld hervorgerufenen Drehungen.

Es lag nahe, dieses neue Phänomen dem Umstande zuzuschreiben, daß sich die rings um die Funken vorhandenen Elektronen und Ionen, wenn ein Magnetfeld besteht, nicht mehr längs gerader Linien zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zusammenstößen bewegen. Ihre Bahn wird nämlich eine Schraubenlinie (wenn wir der Einfachheit halber das Magnetfeld als gleichförmig voraussetzen), deren Achse parallel zur Feldrichtung ist; diese Bahn bleibt aber eine Gerade für jene Teilchen, die sich vor der Erregung des Feldes parallel zur Feldrichtung bewegen, und sie wird ein Kreisbogen für jene Teilchen, deren Geschwindigkeitsrichtung auf der Richtung des Feldes senkrecht steht.

Wenn sich ein elektrisches Teilchen in einem gleichförmigen Magnetfelde bewegt, so wird bekanntlich die Komponente der Geschwindigkeit in der Richtung des Feldes durch das Feld nicht verändert; die Komponente in Richtung senkrecht hierzu jedoch behält zwar gleichfalls ihren ursprünglichen Wert, ändert aber dauernd ihre Richtung, so daß die Projektion der Bewegung des Teilchens auf eine zur Feldrichtung senkrechte Ebene eine gleichförmige Kreisbewegung ist. Der Halbmesser ϱ dieser Kreisbahn ist proportional der Komponente v der Geschwindigkeit senkrecht zur Feldrichtung und proportional der Masse m des Teilchens, während er umgekehrt proportional der Ladung e des Teilchens und der Magnetfeldstärke H ist. Man kann also, wenn man mit k eine Konstante bezeichnet, schreiben:

$$\varrho = k\frac{mv}{He}.$$

Schließlich ist der Richtungssinn, in dem die Kreisbewegung erfolgt, derselbe wie der des Stromes, auf den sich das Feld zurückführen läßt, falls es sich um ein negatives Teilchen (ein negatives Ion oder ein Elektron) handelt, und der entgegengesetzte, wenn es sich um ein positives Ion handelt.

All dieses vorausgeschickt, kann man, indem man — wie bei allen Fragen, welche die Molekularbewegungen in Gasen betreffen — statistische Überlegungen zur Hilfe nimmt und Mittelwerte zugrunde legt, zeigen, wie ein vierflügeliges Mühlrädchen, wie das in Fig. 14 dargestellte, infolge der Gestaltsänderung (von der Geraden zur Schraubenlinie), die das Magnetfeld an den Bahnen der Ionen und der Elektronen hervorbringt, eine Drehbewegung, wie solche beobachtet worden ist, annehmen muß.

Es seien (Fig. 15) OA, OB, OC, OD die vier Flügel des Mühlrädchens, dargestellt durch

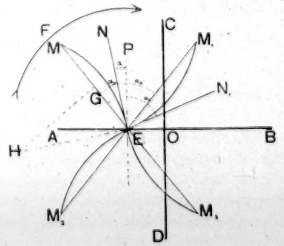


Fig. 15.

ihre Schnittlinien mit der Zeichnungsebene, welch letztere senkrecht zur Magnetfeldrichtung angenommen ist; ferner möge der Pfeil F die Richtung des felderregenden Stromes darstellen.

M sei ein, einstweilen in der Ebene der Figur angenommener, Punkt, in dem ein in Bewegung begriffenes Teilchen, beispielsweise ein Elektron, einen letzten Zusammenstoß erfährt, ehe es einen bestimmten Punkt E des Flügels OA erreicht. Aus Symmetriegründen wird es andere Punkte, M_1, M_2, M_3, geben, die zu AB und zur Normalen PE symmetrisch liegen, und von denen aus ebenfalls Elektronen mit gleicher Geschwindigkeit nach einem letzten Zusammenstoße bis nach E gelangen werden. Offenbar ist ihre Gesamtwirkung null, wenn kein Magnetfeld vorhanden ist, denn die geradlinigen Bahnen ME, M_1E usf. sind einander paarweise entgegengesetzt.

Die von diesen vier Elektronen herrührenden Stöße würden, auch wenn das Magnetfeld vorhanden ist, an dem Flügel OA eine Wirkung null hervorbringen, wenn nicht die Flügel OC und OD vorhanden wären. In diesem Falle sind nämlich die Bahnen der vier Elektronen die Kreisbögen ME, M_1E usw., die (da es sich um eine negative Ladung handelt) im Sinne des Pfeiles F durchlaufen werden, und es gleichen sich die Stöße, die von den aus M und M_3 kommenden, sowie von den aus M_1 und M_2 kommenden Elektronen herrühren, gegenseitig aus. Bei den beiden erstgenannten Elektronen erfolgen die Stöße in der Richtung NE, welche Tangente an den Bögen ME und EM_3 ist; bei den beiden anderen in der analogen Richtung N_1E. Es ist nun klar, daß das Vorhandensein der Flügel OC und OD diesen Ausgleich verhindert, und zwar um so besser, je näher ihnen der Punkt E ist, und die Wirkung, die sich ergibt, ist eine Drehung um O im umgekehrten Sinne des Pfeiles F. Wenn nämlich OC und OD E gegen die Stöße der von M_1 und M_3 ausgehenden Elektronen schützt, so stößt unter der Wirkung des Feldes das von M ausgehende Elektron in der Richtung NE, die der Normalen näher ist als ME, während das von M_2 kommende Elektron in E in der von der Richtung OE entfernteren Richtung EN_1 auf die gegenüberliegende Seite von OA stößt, und daher überwiegt der Stoß auf die obere Fläche.

Was soeben über einen Punkt M und über die zu ihm symmetrischen Punkte M_1, M_2, M_3 gesagt worden ist, läßt sich für jedes System von vier in bezug auf OA und EP symmetrischen Punkten sagen. Ein solches Punktsystem wird auch außerhalb der Ebene der Figur liegen dürfen, wenn es nur dabei in einer zu dieser parallelen Ebene bleibt, da nicht die Gesamtgeschwindigkeiten der Elektronen in Betracht gezogen werden, sondern nur ihre zu diesen Ebenen parallelen Komponenten. Alles dieses wird schließlich auch gelten, wenn man für E irgendeinen anderen Punkt des Flügels OA nimmt, wie es auch für jeden der drei übrigen Windmühlenflügel gelten wird.

Es ist kaum nötig, zu erwähnen, daß in Wirklichkeit der Fall im allgemeinen nicht eintritt, daß in demselben Augenblick, in dem ein Elektron, dessen letztes freies Weglängenstück von M nach E reicht, in diesem Punkte anlangt, auch andere in demselben Punkte mit der gleichen Geschwindigkeit anlangen, die von den Punkten M_1, M_2, M_3 ausgegangen sind. Es tritt vielmehr ohne Zweifel der Fall ein, daß in E in sehr kurzen Zwischenräumen Elektronen mit Geschwindigkeiten von verschiedener Größe und Richtung anlangen; da aber kein Grund dafür vorliegt, daß die Anzahl der Elektronen und die Größe und Richtung ihrer Geschwindigkeiten zwischen den Gebieten rechts und links vom Flügel, oder oberhalb und unterhalb des Flügels systematisch verschieden wären, so werden sich in einem Zeitraum, in welchem die Anzahl der in E erfolgenden Stöße sehr groß ist, und der trotzdem sehr klein ist gegenüber der Zeit, die erforderlich ist, um die Drehung experimentell festzustellen, Ausgleiche einstellen, infolge derer die vorstehende Schlußfolgerung inhaltlich gültig bleibt.

Man kann die Überlegung auch folgendermaßen gestalten: Während das Elektron, das nach einem letzten Molekülzusammenstoß bei M in E anlangt, den Flügel in der Richtung ME stößt, wenn kein Magnetfeld vorhanden ist, durchläuft es den Kreisbogen ME, wenn das Feld vorhanden ist, und stößt den Flügel in der Richtung NE. Diese Richtung ist nichts anderes als die Richtung ME, die um einen gewissen Winkel um E im Sinne des Pfeiles gedreht ist. Dies gilt auch, wenn, wie es für den Punkt M_2 der Fall ist, das Elektron gegen die untere Seite von OA gerichtet ist.

Dies vorausgeschickt, ist folgendes klar: Falls der Flügel OC nicht vorhanden wäre, würde die Gesamtwirkung der Stöße auf die Oberseite des Flügels OA einem dauernden Druck in Richtung normal zu dieser Fläche äquivalent sein. Infolge der Anwesenheit von OC ist indessen diese Wirkung offenbar der Wirkung einer dauernden Kraft äquivalent, deren Richtung innerhalb des Winkels AOC liegt. Ähnlich wird die Gesamtwirkung der Stöße, welche die Unterseite von OA erfährt, infolge der Gegenwart von OD sich auf eine der vorgenannten gleiche Kraft reduzieren, deren Richtung innerhalb des Winkels AOD liegt. Diese beiden Kräfte sind einander gleich und haben die gleiche Neigung gegen die Ebene OA, wenn das Feld nicht vorhanden ist. Wenn aber

letzteres wirkt, so drehen sich beide Kräfte um einen gewissen Winkel im Sinne des Pfeiles F, das Moment der erstgenannten Kraft in bezug auf die durch O gehende Achse nimmt zu, während das Moment der letztgenannten abnimmt, und infolgedessen sucht der Flügel sich in der dem Pfeile F entgegengesetzten Richtung zu drehen, da ja dies die Richtung der Drehung ist, welche die auf die Oberseite von OA wirkende Kraft hervorzurufen strebt.

Wenn wir die Zahlenwerte der Größen besäßen, von denen das Phänomen abhängig ist, so könnten wir einige Aufschlüsse über die Richtungsänderungen des von dem Felde hervorgerufenen Stoßes aus ihnen gewinnen. Wenn H der Mittelpunkt des Bogens ME mit dem Halbmesser $HE = \varrho$ ist, und wenn wir mit d die Strecke ME, mit α_0 den Einfallswinkel MEP für den Fall bezeichnen, daß kein Feld vorhanden ist, mit α den Einfallswinkel NEP bei bestehendem Felde, und schließlich mit α_1 den analogen Winkel N_1EP, so erhalten wir ohne weiteres aus dem Dreieck HGE:

$$\sin(\alpha_0 - \alpha) = \frac{d}{2\varrho} = \sin(\alpha_1 - \alpha_0),$$

und daraus können wir erhalten:

$$2\varrho \sin\alpha = \sqrt{4\varrho^2 - d^2}\sin\alpha_0 + d\cos\alpha_0,$$

$$2\varrho \sin\alpha' = \sqrt{4\varrho^2 - d^2}\sin\alpha_0 - d\cos\alpha_0,$$

usf.

Die Größe des Kräftepaares, welches das Mühlrädchen in Drehung versetzt, hängt offenbar von dem Werte von ϱ ab, und zwar ändert sich das Moment dieses Kräftepaares im entgegengesetzten Sinne wie der Halbmesser ϱ. Da nun aus den vorstehenden Gleichungen hervorgeht, daß $\sin(\alpha_0 - \alpha)$ (oder merklich $\alpha_0 - \alpha$, wenn, wie anzunehmen ist, dieser Winkel stets sehr klein ist) umgekehrt proportional ϱ ist, so erkennt man, daß das Phänomen der Drehung des Mühlrädchens um so stärker ausgeprägt sein wird, je kleiner das Produkt mv aus der Masse der elektrisch geladenen Teilchen und ihrer Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Feldrichtung, und je größer ihre Ladung e und die Magnetfeldstärke H ist.

Bei den ersten Versuchen beobachtete ich immer, daß das Mühlrädchen (das in die Funken eintauchte oder nahezu eintauchte) sich im Sinne des Pfeiles F drehte. Man muß mithin annehmen, daß der Effekt nicht von Elektronen herrührte, sondern von positiven Ionen. Da nun das Vorhandensein von Elektronen und vielleicht auch von negativen Ionen rings um den Funken ebenfalls außer Zweifel steht, so muß man annehmen, daß die beobachteten Drehungserscheinungen einen Differentialeffekt bilden. Wir werden weiter unten sehen, daß es Fälle gibt, in denen der von den negativen Ladungen herrührende Effekt überwiegt, daß also der in der vorstehenden Erklärung angenommene Fall verwirklicht wird. Die positiven (d. h. die im Richtungssinne des Magnetisierungsstroms verlaufenden) Drehungen sind mithin eben jene, die von der Einwirkung des Feldes auf die Bahnen der positiven Ionen herrühren; die negativen Drehungen sind jene, die von der Einwirkung auf die negativen Teilchen herrühren.

Da die beschriebenen Drehungserscheinungen auftreten, wenn der bewegliche Körper in ein ionisiertes Gas eintaucht, das der Einwirkung eines Magnetfeldes ausgesetzt ist, so halte ich für diese Erscheinungen die Bezeichnung ionomagnetische Drehungen für angebracht.

XIV. Versuche zur Bestätigung.

Einige Folgerungen, die sich aus der gegebenen Erklärung leicht herleiten lassen, finden in den Tatsachen ihr getreues Abbild.

Beispielsweise zeigte ein Mühlrädchen von der in Fig. 16 dargestellten Form, bei dem die

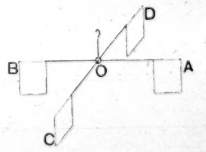


Fig. 16.

vier Flügel A, B, C, D auf zwei in Kreuzform unter dem Aufhängungshäkchen O angeordneten starren Drähten gleiten können, ein Verhalten, wie es nach der Theorie vorauszusehen war. Während nämlich ein solches Mühlrädchen, gerade wie das in Fig. 14 dargestellte, unter der Einwirkung des Feldes eine Drehbewegung annehmen muß, falls die Flügel dicht bei O angeordnet sind, muß die Drehung immer langsamer und langsamer erfolgen, wenn man sie von der Drehungsachse entfernt und bis in die in der Figur angedeutete Lage verschiebt. Wenn sie nämlich in dieser Weise angeordnet sind, so erfüllen sie nicht mehr ihre Aufgabe, sich gegenseitig gegen die Stöße eines Teiles der Ionen oder der Elektronen zu schützen. Die Erfahrung liefert nun eine vollgültige Bestätigung dieser Voraussage.

Bei einem anderen Versuche zur Bestätigung habe ich eine einfache, kleine, ebene Glimmerplatte AB (siehe Fig. 17) benutzt, die an einem horizontalen Stäbchen AEF befestigt war, das

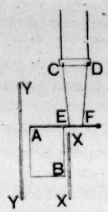


Fig. 17.

seinerseits von einer von den Fäden CE und DF gebildeten Bifilaraufhängung getragen wurde. Wenn die Funken in geringem Abstande von diesem Plättchen und oberhalb dieses übergehen, und wenn man dann das vertikal gerichtete Magnetfeld erregt, so beobachtet man häufig eine Drehbewegung, im Gegensatz zu dem, was man auf Grund der Theorie erwarten würde, nach welcher ein vollkommener Ausgleich zwischen den Stößen stattfinden müßte, die von beiden Seiten erfolgen. In Wirklichkeit beruht die Anomalie auf dem Umstande, daß die Emission von Ionen vorwiegend seitens der an die Elektroden angrenzenden Gebiete erfolgt. Wenn man aber eine ebene vertikale Platte bei XX senkrecht zur Ebene des beweglichen Plättchens anbringt, so erfüllt diese die Aufgabe, das Plättchen auf einer Seite gegen die Stöße zu schützen, und alsbald macht sich eine Winkelverschiebung in dem von der Theorie vorausgesagten Richtungssinn bemerkbar. Wenn man dann die feststehende Platte in YY anbringt statt in XX, so erfolgt die Verschiebung des aufgehängten Plättchens in entgegengesetztem Sinne, wie vorauszusehen war.

Einige der weiter unten beschriebenen Versuche können gleichfalls als Versuche zur Bestätigung der Theorie angesehen werden.

XV. Drehung verschieden gestalteter Körper.

Man erhält die ionomagnetischen Drehungen mit aufgehängten Körpern von der verschiedensten Gestalt. Man kann sich hiervon auf ziemlich einfache Weise durch die folgenden Betrachtungen Rechenschaft geben.

Wir wollen wiederum die Fig. 15 benutzen und annehmen, daß der Flügel OC nicht vorhanden sei, und daß die Ionen gegen die obere Fläche der ebenen Platte AB stoßen können, aber nicht gegen die untere.

Betrachtet man die im Punkte E erfolgenden Stöße, und faßt man jene zusammen, die symmetrisch zur Normalen PE stattfinden, so erkennt man ohne weiteres, daß, wenn das Magnetfeld nicht vorhanden ist, der resultierende Effekt dem eines einzigen Stoßes in der Richtung PE äquivalent ist. Die Bewegungsgrößen der Teilchen, die längs ME und längs M_1E anlangen, haben nämlich eine Resultierende in der Richtung PE, und dasselbe gilt für alle dem Punktpaar M, M_1 analogen Punktpaare. Wenn das Feld wirkt, so wird dagegen die Richtung der Resultierenden sämtlicher Stöße geneigt.

Wenn wir nämlich zunächst das Punktpaar M und M_1 betrachten, so bemerken wir ohne weiteres, daß die Stöße der von diesen beiden Punkten ausgehenden Elektronen längs NE und N_1E erfolgen mit einer Resultierenden, die mit PE einen Winkel $\alpha - \alpha_0$ rechts von PE bildet. Dasselbe gilt (abgesehen vom Werte dieses Winkels) für sämtliche analogen Punktpaare, auch wenn diese in Ebenen liegen, die zur Ebene der Figur parallel sind, denn in diesem Falle muß man naturgemäß nur die zu diesen Ebenen parallelen Geschwindigkeitskomponenten berücksichtigen. Unter der bei der Konstruktion der Figur zugrunde gelegten Voraussetzung, daß das Feld von einem in der Richtung des Pfeiles F fließenden Strome herrührt, und daß es sich um Elektronen handelt, wird die Gesamtwirkung der Stöße gleich jener eines einzigen Stoßes sein, der eine innerhalb des Winkels PEB fallende und in der Ebene der Figur liegende Richtung hat.

Das ist offenbar der Fall bei einer beliebigen ebenen Platte AB, auch wenn diese nicht senkrecht zur Ebene der Figur steht, sowie auch für jedes beliebige Oberflächenelement, vorausgesetzt, daß keine benachbarten Körper oder Vorsprünge vorhanden sind, welche das Bombardement auf das betrachtete Oberflächenelement zum Teil behindern.

Streng genommen werden links vom Punkte E Punkte sein, von denen aus Teilchen nach E gelangen können, wenn das Feld vorhanden ist, und nicht, wenn das Feld nicht vorhanden ist. Das Umgekehrte wird auf der rechten Seite eintreten. Aber diese Umstände können den Wert der Resultierenden der Stöße nur ganz wenig beeinflussen, ohne die hauptsächliche Schlußfolgerung zu berühren.

Auf Grund dieser Betrachtungen ist leicht verständlich, in welcher Weise die Drehung aufgehängter Körper erfolgen wird, welche nicht die Gestalt von Mühlrädchen haben.

Wir wollen beispielsweise einen festen Körper von prismatischer oder parallelepipedischer Gestalt betrachten, wie den Körper a der Fig. 18, der an einem Faden an Stelle des üblichen Mühlrädchens im Innern des in Fig. 6 oder

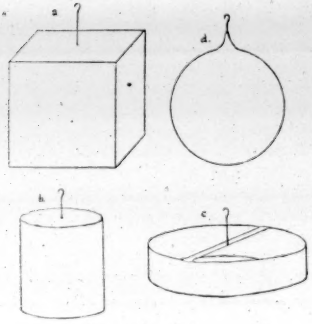


Fig. 18.

Fig. 23 dargestellten Apparates aufgehängt sein möge. Die vier vertikalen Flächen werden die Stöße in übereinstimmendem Sinne schräg empfangen, wenn ein zur Drehungsachse parallel gerichtetes Feld vorhanden ist, so daß wir, wenn es sich um negative Teilchen handelt, eine Drehung in einem Sinne erhalten werden, der dem des Pfeiles in Fig. 15 entgegengesetzt ist.

Wenn wir nämlich den gesamten Impuls in Komponenten senkrecht und parallel zu den einzelnen Flächen des Körpers zerlegen, so ist es klar, daß sich die auf gegenüberliegenden Flächen senkrechten Komponenten gegenseitig aufheben werden, während die zu diesen Flächen parallelen Komponenten zusammen wirken und die Drehung hervorrufen werden. Dasselbe wird für einen zylindrischen Körper gelten, wie für die Körper *b* und *c* der Fig. 18, oder auch für einen kugelförmigen Körper, wie *d*, oder für einen sonstigen Rotationskörper, insofern, als die durch das Feld verursachte Neigung des resultierenden Stoßes oder Impulses auch für solche Oberflächenelemente eintreten wird, die nicht parallel zur Drehungsachse sind.

Man könnte denken, daß die zur Oberfläche des aufgehängten Körpers parallelen Komponenten keine Wirkung haben müßten. Das muß als offensichtlich angesehen werden, wenn man die Flächen der realen Körper als mathematische Flächen ansieht. Aber hier entsteht dieselbe schwierige Frage, der man bei Gelegenheit gewisser Versuche über den Druck des Lichtes begegnen mußte. Um den Radiometereffekt, der diese Versuche kompliziert, auszuschalten, hat man u. a. daran gedacht, berußte Scheibchen senkrecht an einem wagerechten Drahte zu befestigen, der an einem Torsionsfaden hing, um dann die Strahlung schräg auf sie auffallen zu lassen. Nun hat Hull[1]) experimentell festgestellt, daß sich der Radiometereffekt auch dann noch zeigt, weil die Oberflächen der Scheibchen im Vergleich zu den Dimensionen der Gasmoleküle nicht mehr als geometrische Ebenen anzusehen sind, sondern als rauhe und gefurchte Flächen, die auch seitens solcher Gasmoleküle Stöße empfangen, die sich parallel zu den Flächen bewegen, die als ihre Oberfläche erscheinen.

1) Phys. Rev. 20, 298.

Analog wird der Fall bei den Stößen liegen, welche die elektrisch geladenen Teilchen gegen die Oberfläche des aufgehängten Körpers ausführen, und es wird daher nicht zulässig sein, die zur Oberfläche parallelen Geschwindigkeitskomponenten zu vernachlässigen; vielmehr werden diese ihre volle Wirksamkeit haben.

Andererseits sind bereits Versuche bekannt, bei denen die Wirkung der zur getroffenen Oberfläche parallelen Geschwindigkeitskomponenten sich bemerkbar macht. Es ist nämlich bekannt, daß man die Drehung einer Glimmerscheibe erhält, wenn man sie in einem Randgebiete einer ihrer Flächen von Kathodenstrahlen in solcher Richtung treffen läßt, daß eine zur Scheibe parallele Geschwindigkeitskomponente auftritt; und unter analogen Verhältnissen erhält man die Drehung einer beweglichen Scheibe um ihre eigene Achse, wenn diese im Innern eines Radiometers in geringem Abstande von dem festgestellten Mühlrädchen angeordnet ist.

Um nun zu verstehen, wie die Drehungen auch bei aufgehängten Körpern von unregelmäßiger Gestalt zustande kommen, deren Oberfläche wir indessen frei von nach innen zurücktretenden Teilen voraussetzen wollen, können wir folgende Überlegung anstellen:

In Fig. 19 sei *O* die Projektion der zur

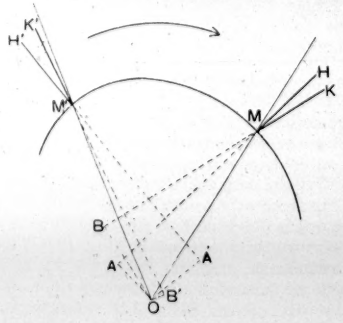


Fig. 19.

Feldrichtung parallelen Drehungsachse auf die Zeichnungsebene, welch letztere stets senkrecht

zur Richtung des genannten Feldes sein soll; MM' sei ein Teil der Oberfläche des beweglichen Körpers. Wenn kein Magnetfeld vorhanden ist, so ist die Resultierende der Stöße auf ein Element M der Oberfläche (das nicht notwendig senkrecht zur Zeichnungsebene vorausgesetzt zu werden braucht) eine Kraft, deren Richtung längs der Normalen verläuft, die in HM projiziert ist, und die in bezug auf die Achse ein Moment besitzt, welches proportional $OA = OM \sin\omega$ ist, wenn man mit ω den Winkel AMO bezeichnet. Wenn das Feld erregt wird, so nimmt diese Kraft die Richtung KM an, und ihr Moment ist dann proportional $OB = OM \sin(\omega + \alpha)$, wenn man mit α den Winkel HMK bezeichnet. Bei dem Element M strebt die längs HM gerichtete Kraft, solange kein Feld vorhanden ist, den Körper in der dem Pfeil entgegengesetzten Richtung zu drehen; bei Vorhandensein des Feldes erhält man den gleichen Drehungssinn, aber ein größeres Moment. Bei einem anderen Element, etwa bei M', wird der Fall eintreten können, daß das Moment der Kraft, die in der Richtung $H'M'$ wirkt, wenn kein Feld vorhanden ist, und die ein Moment proportional OA' hat, eine Drehung im Sinne des Pfeiles hervorzurufen strebt; aber in diesem Falle ist, wenn das Feld vorhanden ist, und die Kraft, welche die Wirkung der Stöße auf das Element M' vertritt, die Richtung $K'M'$ annimmt, das Moment kleiner, weil es proportional der Größe OB' ist, die kleiner ist als OA'. Die Wirkung des Feldes hat sonach dieselbe Richtung wie beim Element M.

Da nun der aufgehängte Körper sich ohne Feld nicht dreht, so arbeiten die Wirkungen, welche der Magnetismus auf die an sämtlichen Elementen der Oberfläche des aufgehängten Körpers erfolgenden Stöße ausübt, bei der Bestimmung der Drehung zusammen.

Dabei haben wir, wie bereits erwähnt, den Fall ausgeschlossen, daß die Oberfläche des Körpers nach innen zurückgebogene Teile besitze, sowie ferner, daß sie durch die Drehungsachse hindurchgehe, denn in diesen Fällen versagt die Überlegung.

XVI. Experimentelle Bestätigungen der vorstehenden Theorie.

Ohne die geringste Schwierigkeit wurden die im vorstehenden Abschnitte dargelegten Erklärungen durch die Versuche in sämtlichen Punkten bestätigt. Körper von verschiedener Gestalt, auch von anderer als den in Fig. 18 dargestellten, lieferten, wenn sie in der Nähe der Funken aufgehängt oder in diese eingetaucht wurden, den vorausgesagten Effekt. Natürlich müssen die aufgehängten Körper eine sehr geringe Masse haben. Ich habe vorzugsweise Parallelepipede wie a und Zylinder oder zylindrische Ringe wie b und c aus Seidenpapier benutzt, oder auch solche aus Aluminiumblättchen von nicht mehr als $^1/_{50}$ mm Dicke, und schließlich ganz schwache Glaskügelchen wie d.

Diese letzteren wogen bei einem Durchmesser von ungefähr 15 mm $^1/_5$ Gramm; ein Aluminiumzylinder von 20 mm Höhe und ungefähr 15 mm Durchmesser wog $^1/_8$ Gramm, während ein solcher aus Papier $^1/_{11}$ Gramm wog.

Bei diesen ganz leichten aufgehängten Körpern können die Drehungen sehr schnell werden. Die Umkehrung der Drehungen bei Umkehrung des Feldes erfolgt sehr pünktlich. Bei aufgehängten Körpern von größerer Trägheit wird natürlich in dem Augenblicke, wo man die Feldrichtung umkehrt, die Drehung zunächst langsamer, und erst nach einer gewissen Zeit sieht man, wie der Körper einen Augenblick still steht und dann eine entgegengesetzt gerichtete Drehung annimmt. Dabei darf man nicht vergessen, daß auch bei konstantem Felde die Drehung langsamer wird und dann aufhört, und zwar wegen der zunehmenden Torsion des Aufhängefadens. Wenn man den Körper, statt ihn aufzuhängen, auf eine Spitze schwebend aufsetzt, wie eine Kompaßnadel, so tritt dieses Anhalten nicht ein; man muß dann aber im allgemeinen wegen der Reibung ziemlich starke Entladungen und Felder anwenden, damit die Drehung stattfindet.

Der Stoff, aus dem der aufgehängte Körper besteht, hat eine gewisse Bedeutung. Wenn dieser Körper aus Papier besteht, so empfiehlt es sich, daß dieses gefirnißt ist, damit es in der verdünnten Luft keinen Wasserdampf abgibt und sich nicht zusammenrollt. Wenn der Körper ein Isolator ist, so kann er sich an einigen Stellen elektrisch laden, zumal wenn er in die Funken eintaucht, und dann nimmt er unregelmäßige Bewegungen an, die von elektrischen Kräften herrühren. Dasselbe tritt auch dann ein, wenn der aufgehängte Körper zwar ein Leiter ist, aber nicht die Gestalt eines Rotationskörpers hat, denn dann kann er das Bestreben haben, sich in dem elektrischen Felde, das während der Erzeugung der Funken herrscht, in bestimmter Weise einzustellen. Bei gewissen Versuchen, die weiter unten beschrieben werden sollen, habe ich, um derartige Unzuträglichkeiten zu vermeiden, entweder sehr regelmäßig gestaltete Aluminiumzylinder oder an der Außenseite versilberte Glaskügelchen verwenden müssen.

Um die Drehungen deutlicher sichtbar zu machen, pflege ich die Oberfläche der kreisenden Körper mit farbigen Linien zu bemalen.

Beispielsweise weisen die Zylinder Streifen von abwechselndem Aussehen auf, die längs der Erzeugenden verlaufen.

Eine beachtenswerte Bestätigung der gegebenen Erklärung findet man in folgendem Versuch: In einer (in Fig. 20 in ungefähr $^1/_3$

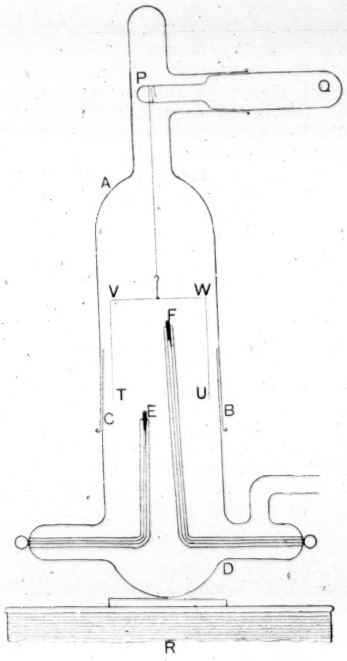


Fig. 20.

natürlicher Größe dargestellten) Röhre von der bei diesen Untersuchungen üblichen Gestalt, die aus zwei Teilen, AB und CD, besteht, deren konische und eingeschliffene Enden gut dicht ineinander schließen, ist ein sehr leichter und unten offener großer Zylinder $TUWV$ so aufgehängt, daß die Elektroden E und F, zwischen denen hernach die nahezu vertikalen Funken von ungefähr 5 cm Länge entstehen, mit ihren Enden in diesen Zylinder hineinragen. Der Zylinder kann mit Hilfe der gewohnten Vorrichtung PQ mehr oder weniger weit gehoben werden. Wenn man die Spule R erregt, so nimmt der Zylinder eine drehende Bewegung an, und diese kehrt sich um, wenn man den Strom umkehrt.

Wenn wir nun in Fig. 15 die Stöße betrachten, die unter der Wirkung des Feldes auf die Unterseite von AB erfolgen, so sehen wir ohne weiteres, daß sie AB in dem Sinne zu verschieben streben, welcher der Verschiebung entgegengesetzt ist, die die zuvor betrachteten Stöße auf die Oberseite hervorzubringen streben. Dasselbe ist bei jedem ebenen Elemente des oben betrachteten Zylinders der Fall; wenn dieser daher die Stöße der Elektronen oder der Ionen von innen empfängt, statt von außen, so muß er unter sonst gleichen Bedingungen eine Drehung annehmen, deren Richtungssinn jenem der Drehung entgegengesetzt ist, die bei der bisher betrachteten Anordnung entsteht.

Diese Voraussage findet sich bestätigt. Während nämlich bei einem unterhalb des Funkens aufgehängten Zylinder auch dann, wenn der Funke ihm sehr nahe ist, fast immer eine negative Drehung auftritt, und zwar besonders dann, wenn der Druck der Luft nicht sehr gering ist, habe ich bei der in Fig. 20 angegebenen Anordnung stets eine positive Drehung erhalten, also eine Drehung im Sinne des Stromes, der in der das Magnetfeld erzeugenden Spule R umläuft.

Bei einigen der weiter unten zu beschreibenden Versuche ist es jedoch ohne besondere Vorsichtsmaßregeln nicht statthaft, die vorstehende Theorie zur Erklärung aller ihrer Einzelheiten anzuwenden. Bei den vorstehenden Betrachtungen mußten wir nämlich von der Voraussetzung ausgehen, daß die elektrisch geladenen Teilchen, die sich zwischen den Molekülen bewegen, in allen Teilen des Gases gleich häufig seien, und daß ihre Bewegungen unterschiedslos nach allen Richtungen erfolgen, ohne daß es bevorzugte Richtungen gebe. Wenn dagegen die Ionisation des Gases die durch die Funken erzeugte ist, so bestehen zwischen den einzelnen Gebieten des Gases beträchtliche Unterschiede nicht nur hinsichtlich der Anzahl der dort vorhandenen Ionen oder Elektronen, sondern auch hinsichtlich der Richtung, nach welcher sich die elektrisch geladenen Teilchen vorwiegend bewegen. Das ging besonders aus den im ersten Teile dieser Arbeit beschriebenen Versuchen hervor. Es liegt nun auf der Hand, daß man, um für jede Einzelheit der Erscheinungen der ionomagnetischen Drehung eine Erklärung zu geben, ganz genau wissen mußte, wie die elektrisch geladenen Teilchen, zum mindesten in dem Gebiete in der Umgebung des drehbaren Körpers, verteilt sind, und zwar sowohl hinsichtlich ihrer Anzahl für beide Vorzeichen als auch hinsichtlich der Größe und Richtung ihrer Geschwindigkeit, und diese Kenntnisse besitzen wir nur in wenigen Fällen und nur unvollkommen.

XVII. Drehung bei verschiedenem Abstand des Funkens.

Einen Umstand, der mich anfänglich einigermaßen in Verlegenheit setzte, der aber, wie ich hinterher erkannte, mit der von mir ersonnenen Theorie vollkommen in Einklang steht, stellte ich fest, sobald ich daran ging, die durch das Magnetfeld hervorgerufenen Drehungen aus der Nähe zu untersuchen. Nachdem ich die positive Drehung des zwischen den Elektroden C und D (der Fig. 6) eines der üblichen Apparate aufgehängten Mühlrädchens (von der in Fig. 14 dargestellten Art) beobachtet hatte, senkte ich das Rädchen etwas durch Drehen der Röhre PQ, so daß es sich ganz und gar außerhalb des Funkens befand. Das Mühlrädchen verlangsamte zunächst seine Drehung (oder begann sich in umgekehrtem Sinne wie zuvor zu drehen, wenn es durch die Torsionselastizität des Aufhängefadens bereits angehalten worden war), und nahm danach schließlich eine beträchliche Drehung in dem dem anfänglichen entgegengesetzten Sinne an. Durch Umkehrung der Stromrichtung wurde die Drehung im ursprünglichen Sinne wieder herbeigeführt, und so gelangte ich schließlich zu einer vollkommenen Umkehrung der Erscheinung, d. h. ich stellte die negative Drehung fest.

Nach der auseinandergesetzten Erklärung ist diese Tatsache sehr einfach. Im Innern des Funkens und in dessen Nähe überwiegt die von den positiven Ionen herrührende Wirkung über die von den Elektronen herrührende vom entgegengesetzten Richtungssinn; in der Entfernung vom Funken dagegen gewinnt diese letztere das Übergewicht über jene. Dies steht im Einklange mit den Folgerungen aus den Versuchen des ersten Teiles der vorliegenden Arbeit; aus diesen Versuchen ging, wenn auch nicht die Vorherrschaft der negativen Teilchen, so doch mindestens das geringere Übergewicht der positiven Teilchen, in ziemlich großer Entfernung vom Funken hervor.

Wenn man das Mühlrädchen, statt es unter den Funken hinabzusenken, so weit anhebt, bis es sich schließlich oberhalb des Leuchtgebietes befindet, so beobachtet man analoge Wirkungen, jedoch mit dem Unterschiede, daß das Magnetfeld an der Stelle, die das Mühlrädchen einnimmt, bei gleicher Erregungsstromstärke weniger stark ist als zuvor, und daß demzufolge die Drehungen etwas weniger schnell sind. Es ist nicht daran zu zweifeln, daß dieser Unterschied verschwinden würde, wenn man das Feld nicht durch eine einzige unterhalb des Apparates angeordnete Spule erzeugen würde, sondern zwei große Spulen mit breiten Polen anwenden würde, von denen die eine oberhalb und die andere unterhalb so angeordnet wäre, daß sie ein merklich gleichförmiges Feld bedingen.

Es dürfte beinahe überflüssig sein, hinzuzufügen, daß es bei diesem Versuch, wie bei allen denen, die ich noch beschreiben werde, keinen wesentlichen Unterschied macht, wenn man das Mühlrädchen durch einen beliebigen leichten Körper ersetzt, beispielsweise durch einen der in Fig. 18 dargestellten, die sogar, wie man sehen wird, häufig vorzuziehen sind.

Wenn der bewegliche Körper einmal außerhalb des Funkens in eine gegebene Lage gebracht worden ist, so kann es vorkommen, daß das Magnetfeld eine positive Drehung erregt, wie wenn der Körper sich in den Funken eingetaucht befindet. Andererseits kann der Fall eintreten, und zwar besonders bei Kugeln und Zylindern, daß die ionomagnetische Drehung auch dann negativ ist, wenn sich der aufgehängte Körper innerhalb des Funkens befindet. Die Ursachen, von denen das Vorzeichen dieser Drehung abhängt, sind verschieden, und auf Grund von Versuchen, die ich eigens zu dem Zwecke angestellt habe, die bestimmenden Umstände klarzulegen, habe ich folgendes ermittelt.

XVIII. Einfluß des Druckes und der Natur des Gases.

Wie wir gesehen haben, ist die Drehung des aufgehängten Körpers im allgemeinen positiv, wenn er in den Funken eintaucht; sie wird dagegen negativ, wenn man den Körper genügend weit senkt und ihn dadurch von dem Funken entfernt. Die Entfernung zwischen dem beweglichen Körper und der die Elektroden verbindenden Geraden CD (in Fig. 6), bei welcher die Umkehrung des Vorzeichens der ionomagnetischen Drehung eintritt, ändert sich mit dem Druck und mit der Natur des verdünnten Gases.

Aus den zahlreichen Versuchen, die ich zu diesem Zwecke angestellt habe, habe ich entnommen, daß der Vorzeichenwechsel bei einer Entfernung zwischen beweglichem Körper und Funken erfolgt, die um so größer ist, je geringer der Druck ist. Wenn die Verdünnung sehr weit getrieben ist, kann sogar die negative Drehung nicht mehr zu erzielen sein.

Hieraus folgt, daß bei einer gegebenen Stellung des beweglichen Körpers bei gewissen Drucken eine negative Drehung wird auftreten können, und bei Drucken, die unterhalb eines gewissen Wertes liegen, bei dem der Körper sich überhaupt nicht bewegt, eine positive Drehung.

Als Beispiel dafür teile ich hier eine Reihe zahlenmäßiger Ergebnisse mit.

In dem in Fig. 6 dargestellten Apparate war ein kleiner Zylinder von 10 mm Höhe und 15 mm Durchmesser aufgehängt, und seine obere Handfläche befand sich 2 cm unterhalb der Geraden CD. Die Versuchsbedingungen waren: Kapazität $C = 37620$, $s = 2$.

Ich bezeichne mit P den Druck und mit R die Torsion des Fadens, die dem die Drehung hervorbringenden Kräftepaar das Gleichgewicht hält. Die Torsion ist in Graden gemessen (mit einer Genauigkeit von ungefähr 5^0, die für den vorliegenden Fall ausreichend ist) und mit dem algebraischen Vorzeichen versehen, welches den Drehungssinn angibt. Die beiden ersten Spalten der nachstehenden Tabelle beziehen sich auf Messungen, bei denen sich Luft im Apparate befand, die beiden übrigen, auf die ich später noch zurückkommen werde, betreffen Messungen, die mit Wasserstoff angestellt wurden.

Luft		Wasserstoff	
P, in mm	R, in ^{0}	P, in mm	R, in ^{0}
2,4	— 10	2,5	— 14
2,1	— 110	2,1	— 50
1,3	— 205	1,6	— 135
1,2	— 120	1,34	+ 90
0,9	+ 170	1,07	+ 160
0,78	+ 175	0,73	+ 165
0,65	+ 180	0,48	+ 150
0,61	+ 180	0,27	+ 130
0,50	+ 170		
0,40	+ 160		
0,32	+ 148		
0,18	+ 120		

Diese Zahlen erbringen nicht nur den Beweis für die Tatsache, daß bei allmählicher Änderung des Druckes die Drehung schließlich das Zeichen wechseln kann, sondern es geht aus ihnen auch hervor, wie die Drehung, unabhängig vom Vorzeichen, sowohl bei sehr hohen als auch bei sehr niedrigen Drucken kleiner wird. Wir finden hier also einen ähnlichen Verlauf, wie wir ihn für die Stärke des Bombardements festgestellt haben, das ohne Magnetfeld seitens der Funken erzeugt wird. Auch hier werden wir die erste Abnahme der zu großen Frequenz der Zusammenstöße zuschreiben müssen, infolge derer notwendig der Raum ringsum der Funken, in welchem sich die untersuchten Erscheinungen zeigen können, weniger groß werden muß. Die zweite Abnahme hingegen wird davon herrühren, daß die Anzahl der vorhandenen Gasmoleküle, und somit auch die Zahl der mitspielenden Ionen und Elektronen kleiner wird.

Dieses Vorhandensein eines Druckes, welchem die größte Wirkung entspricht, ist durch weitere Messungen bestätigt worden. Diese Messungen wurden mit einer Bifilaraufhängung und einem beweglichen Körper angestellt, der, genau wie bei den letzten im Abschnitt VII beschriebenen Versuchen, mit einem kleinen Spiegel zum Zwecke der Ablesung mit Fernrohr und Skala versehen war. Der aufgehängte Körper war ein leichter Zylinder von 30 mm Durchmesser und 1 cm Höhe und war 1 cm unterhalb der Funken angeordnet. C und s hatten dieselben Werte wie bei den vorhergegangenen Versuchen; P ist der Druck, D der Ausschlag in willkürlichen Einheiten:

P, in mm . .	4,4	2,4	1,95	1,53	0,78	0,34	0,13
D	38,2	74,5	80	91,1	108,1	82,9	16,2

Die Drehung war hier immer negativ.

Was nun den Einfluß angeht, den die Natur des Gases auf die Erscheinungen ausübt, so habe ich hier nur wenige Versuche anzuführen; es bleibt somit nach dieser Richtung hin, sowie übrigens auch nach verschiedenen anderen, Stoff zu weiteren Forschungen.

Ich habe gelegentlich kleine Änderungen an den beobachteten Effekten feststellen können, die meines Erachtens nur dadurch zu erklären sind, daß im Innern des Apparates in gewissen Fällen Wasserdampf vorhanden ist und in anderen Fällen fehlt. Beispielsweise habe ich einmal, als ich aufgehängte Körper aus ungefirnißtem Papier anwandte, nach einer gewissen Zeit, während welcher das an die Luftpumpe angeschlossene Phosphorsäureanhydrid wahrscheinlich den von dem Papier und von dem Leim abgegebenen Wasserdampf absorbiert hatte, bemerkt, daß die Drehung bei gleichem Druck und gleichem Magnetfelde das Vorzeichen gewechselt hatte. Als ich dann die Luft durch Wasserstoff ersetzte, erhielt ich ähnliche Änderungen. Wie aus der dritten und vierten Spalte der vorletzten Tabelle hervorgeht, tritt der Vorzeichenwechsel der ionomagnetischen Drehung beim Wasserstoff bei einem niedrigeren Werte des Druckes ein als bei der Luft. Wie man nämlich sieht, ist die Drehung bei einem Drucke von 1,34 mm in Wasserstoff positiv, während sie bei demselben Drucke in Luft negativ ist.

XIX. Andere Umstände, welche das Vorzeichen der Drehung beeinflussen.

Im Abschnitt VIII haben wir gesehen, daß die Emission von Ionen und Elektronen seitens der Elektroden oder der an diese angrenzenden Gebiete reichlicher erfolgt als seitens der übrigen Teile der Funken, und wir haben ferner gefunden, daß dieser Unterschied für die Emission positiver Ionen stärker ausgeprägt ist als für die Emission von Elektronen. Hieraus folgt,

daß aller Wahrscheinlichkeit nach der Sinn der Drehung sich gelegentlich wird ändern können, wenn man den beweglichen Körper, während man ihn auf einer gegebenen Entfernung von der die Elektroden verbindenden Geraden hält, entweder dicht an eine der Elektroden oder dicht an die Mitte des Funkens bringt.

Ich habe gefunden, daß dies tatsächlich eintritt und zwar habe ich auch zu diesem Zwecke wieder den in Fig. 10 dargestellten Apparat benutzt. Bei R habe ich einen kleinen Papierzylinder von 10 mm Höhe und 10 mm Durchmesser aufgehängt, dessen untere Grundfläche man in eine veränderliche Entfernung d von der gemeinsamen Achse BC der beiden Elektroden bringen kann. Ferner ist unterhalb des Apparates die Spule so angeordnet, daß ihre Achse in der Verlängerung des Aufhängefadens liegt. Ich habe bei verschiedenen Drucken und bei verschiedenen Werten von d die Torsion des Fadens gemessen, die imstande ist, die Drehung aufzuhalten; dabei befand sich der aufgehängte Körper R zuweilen über der Mitte des Funkens (wie in der Figur), zuweilen war das System $ABCDE$ so weit nach links verschoben, daß das Ende der Elektrode C unter den beweglichen Körper R fiel.

Ich lasse hier die Ergebnisse einiger ähnlicher Versuche folgen. Mit E ist hier der Fall bezeichnet, daß sich unter R das Ende einer Elektrode befindet, mit M der Fall, daß sich, wie in der Figur, unter R der mittlere Teil der Funkenstrecke befindet.

d in mm	Druck: 0,85 mm		d in mm	Druck: 1,1 mm	
	E in °	M in °		E in °	M in °
10	−80	+300	10	−330	+90
15	−45	+170	15	−45	−20
20	−35	+60	20	−35	−35

Betrachten wir beispielsweise die letzten Versuche, bei denen die Luft unter dem Drucke von 1,1 mm stand und der Körper R sich über der Mitte des Funkens befand (Spalte M), so sehen wir, wie dies bereits aus den mit dem in Fig. 6 dargestellten Apparate ausgeführten Versuchen hervorging, daß in der Nähe des Funkens positive und in größerer Entfernung negative Drehung stattfindet. Wenn sich der kleine bewegliche Zylinder dagegen über der Elektrode befand (Spalte E), so ergab sich auch dann eine negative Drehung, wenn der Zylinder sich sehr nahe am Funken befand. Die bei dem Drucke von 0,85 mm ausgeführten Versuche zeigen ebenfalls das Überwiegen der von den Stößen der Elektronen herrührenden Wirkung über die von den Stößen der positiven Ionen herrührende, wenn der kleine Zylinder über der Elektrode hängt.

Man konnte vielleicht ein entgegengesetztes Ergebnis erwarten; aber jede Voraussage, die sich nur auf das zahlenmäßige Übergewicht der positiven oder der negativen kleinen Teilchen stützt, ist unzuverlässig. Bei der in den Abschnitten XIII und XV dargelegten Erklärung haben wir die Anzahl der in Bewegung befindlichen elektrisch geladenen Teilchen nach jeder beliebigen Richtung als gleich groß angesehen. In Wirklichkeit aber haben die Teilchen, besonders die positiven, gewisse bevorzugte Bewegungsrichtungen, und zwar hauptsächlich in unmittelbarer Nähe der Funken, und es läßt sich nicht ohne weiteres voraussehen, ob ihre Wirksamkeit, sofern die Erzeugung der Drehung in Betracht kommt, wegen dieser Bevorzugung gewisser Richtungen mehr oder minder groß ist.

Der Einfluß der Stellung des Funkens und des beweglichen Körpers zueinander bei gleichbleibender Entfernung zwischen beiden zeigt sich ebenfalls, wenn man den Körper einfach seitlich vom Funken anordnet statt über oder unter ihm, wie wir es bisher vorausgesetzt hatten.

Diese Betrachtung führte mich auf die Konstruktion des in Fig. 21 in $^1/_3$ natürlicher Größe dargestellten Apparates. Der drehbare Körper M ist in der üblichen Weise aufgehängt (nämlich durch Vermittelung des konischen Schliffes EF, der ihn in verschiedenen Höhen anzubringen gestattet); der Körper hängt in einer horizontalen Röhre AA, in der mit Hilfe des dünnen Rohres B das Vakuum hergestellt wird, und die über der Spule R angeordnet ist. Die Funken gehen zwischen zwei horizontalen Elektroden über, die den in Fig. 4 mit B und C bezeichneten analog sind; da diese Elektroden aber senkrecht zur Ebene der Figur gerichtet sind, so erscheinen sie in der Fig. 21 bei C in ihrer Längsrichtung gesehen.

Die beschriebene Röhre gibt Anlaß zu negativer Drehung des Körpers M (außer im Falle sehr starker Verdünnung), auch dann, wenn die Versuchsbedingungen derartige sind, daß der Körper M, wenn er über oder unter dem Funken angeordnet wird, eine positive Drehung annimmt. Dieser Umstand erschien mir interessant genug, um einen neuen Apparat zu konstruieren, in dem sich gleichzeitig die beiden einander entgegengesetzten Drehungen erzeugen ließen.

Dieser Apparat ist, gleichfalls in $^1/_3$ natürlicher Größe, in Fig. 22 dargestellt.

Die Kugel OO enthält zwei Elektroden, die horizontal in sie hineinragen, und die sich, da sie senkrecht zur Ebene der Figur gerichtet

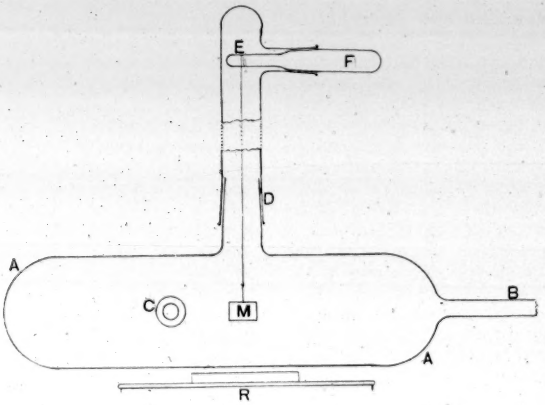


Fig. 21.

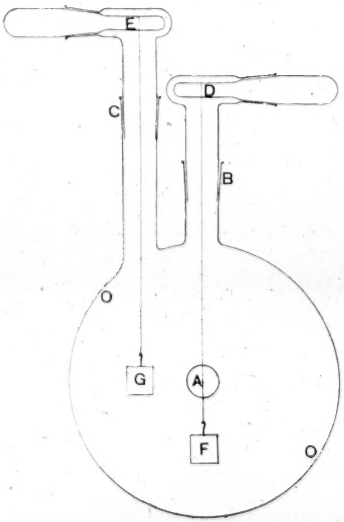


Fig. 22.

sind, in dem Kreise A in ihrer Projektion darstellen.

Die zwischen diesen beiden Elektroden überspringenden Funken sind 5 cm lang. Die Kugel trägt oben zwei Röhren B und C, welche die Aufhängevorrichtungen für die beiden drehbaren Zylinder F und G enthalten. Diese Zylinder sind in gleichen Abständen von der die beiden Elektroden verbindenden Geraden angeordnet, aber der eine Zylinder F unterhalb, der andere G seitlich von dieser Geraden. Bei geeignetem Verdünnungsgrade nimmt unter dem Einflusse einer unterhalb der Kugel aufgestellten und in der Figur nicht dargestellten Spule F eine positive und G eine negative Drehung an. Die entgegengesetzt gerichteten Drehungen der beiden kleinen Zylinder kehren sich beide um, wenn der felderregende Strom umgekehrt wird.

Besonders in dem Falle, wo sich der bewegliche Körper mit dem Funken auf derselben Höhe befindet (wie M in Fig. 21 und G in Fig. 22) ist die Verwendung einer Kugel oder eines kleinen Zylinders jener eines Parallelepipeds oder eines Mühlrädchens mit vertikalen Flügeln (wie in Fig. 14) vorzuziehen. Zugleich mit der ionomagnetischen Drehung nämlich gibt sich das unmittelbare Bombardement kund, durch welches M (Fig. 21) gleichsam abgestoßen wird und sein Aufhängefaden EM sich sichtlich neigt. Diese scheinbare Abstoßung stört die ionomagnetische Drehung nicht, wenn der bewegliche Körper von einer Rotationsfläche mit der Drehungsachse als Achse begrenzt wird. Dies ist aber nicht mehr der Fall, wenn M beispielsweise ein kleiner Würfel oder ein Mühlrädchen ist. Dann wird M durch das Bombardement mit veränderlicher Stärke angetrieben, und die Folge davon ist eine Unregelmäßigkeit und eine Intermittenz in den auftretenden Wirkungen. Das beste, was man tun kann, ist, entweder einen recht vollkommen gestalteten kleinen Zylinder aus Aluminiumfolie oder eine an der Außenfläche versilberte kleine Kugel aus

Glas zu benutzen, um auch die von zufälligen Oberflächenladungen herrührenden Störungen zu vermeiden.

Auch die verschiedene Stärke des Magnetfeldes zeigt einen gewissen Einfluß auf das Vorzeichen der ionomagnetischen Drehung. Ich habe nämlich mehr als einmal bemerkt, daß eine positive Drehung eines unterhalb des Funkens hängenden kleinen Zylinders in eine negative Drehung überging, wenn ich die Magnetisierungsstromstärke von 2 auf 16 Ampere steigerte; in diesem letztgenannten Falle nahm das Magnetfeld (1500 Gauß in 15 mm Abstand von der Polfläche der Spule) die bei den tatsächlichen Versuchen für gewöhnlich angewandte Feldstärke an. Auch dieser Vorzeichenwechsel der Drehung kann uns nicht überraschen, wenn wir die weiter oben angestellten Betrachtungen berücksichtigen.

Schließlich will ich noch eines letzten Umstandes Erwähnung tun, welcher das Vorzeichen der Drehung beeinflußt, nämlich des Umstandes, daß die Ausdehnung der Elektrodenflächen sehr verschieden ist.

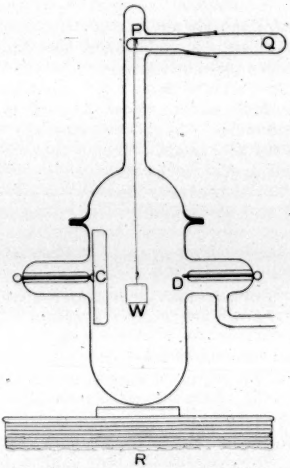


Fig. 23.

Der in Fig. 23 in $^1/_4$ seiner natürlichen Größe dargestellte Apparat besteht aus zwei dicht schließend aufeinander passenden Teilen und zeigt nahezu die endgültige Gestalt des in Fig. 6 gezeichneten Apparates. Er enthält außer dem kleinen Zylinder W, der an dem üblichen System aufgehängt ist, die Elektroden C und D und ist über der Spule R aufgestellt, die zur Erregung des Magnetfeldes bestimmt ist. Der Apparat unterscheidet sich von den bisher benutzten dadurch, daß die eine der Elektroden D die übliche Gestalt hat, während die andere C eine rechteckige Platte von ungefähr 6×7 cm ist, die so gebogen ist, daß sie sich der Wandung anpaßt. Um den Versuch bequemer zu gestalten, stehen die Elektroden nicht unmittelbar mit den äußeren Belegungen der Kondensatoren C, C' (Fig. 1) in Verbindung, sondern diese Verbindungen werden unter Zwischenschaltung eines Stromwenders hergestellt. Mit dieser Anordnung stellt man fest, daß jedesmal, wenn der Stromwender betätigt wird, eine Zunahme oder eine Abnahme der Drehungsgeschwindigkeit des Zylinders W auftritt.

Im letztgenannten Falle kann man sogar einen Wechsel des Vorzeichens der ionomagnetischen Drehung erhalten. In jedem Falle setzt sich also der aufgehängte Körper, wenn man wartet, bis er infolge der Torsion des Aufhängefadens zur Ruhe gekommen ist, von neuem in Bewegung und macht dabei häufig mehrere Umläufe entweder im gleichen oder im entgegengesetzten Sinne wie bei der bereits ausgeführten Drehung, wenn die elektrischen Verbindungen vertauscht werden.

In welchem Sinne die Erscheinung verläuft, läßt sich folgendermaßen aussprechen: Wenn die Elektrode C mit der äußeren Belegung des Kondensators verbunden ist, der seitens der Elektrisiermaschine die positive Elektrizität erhält, also wenn die Elektrode C in bezug auf die zwischen C und D (Fig. 23) übergehende Entladung Kathode ist, so ist Neigung für eine negative Drehung vorhanden. Die entgegengesetzte Neigung besteht natürlich, falls C Anode ist.

Dieser Umstand läßt sich leicht erklären. Wenn die Elektrode C positiv ist, sammelt sie auf sich rasch viele Elektronen an, so daß, sofern es sich um die Bestimmung des Vorzeichens der Drehung handelt, leichter ein Übergewicht der positiven Teilchen eintritt. Wenn C negativ ist, erhält man das entgegengesetzte Ergebnis, wenn dieses auch weniger stark ausgeprägt erscheint.

Man kann den beschriebenen Versuch sehr vervollkommnen, wenn man ihn von einer Unzuträglichkeit frei macht. Diese besteht darin, daß sich bei einem Vorzeichenwechsel der Ladungen der Elektroden auch die Gestalt des Funkens und die von ihm eingenommene Stelle ändert, so daß der Zweifel entsteht, ob die beobachteten Änderungen möglicherweise von der veränderten Stellung des Funkens und des beweglichen Körpers zueinander herrühren. Die Vervollkommnung besteht darin, daß man zur üblichen Gestalt der Elektroden zurückkehrt

und C (Fig. 23) mit D identisch macht, und daß man den Apparat außen, beispielsweise von den Elektroden an nach unten, mit einer mit C verbundenen Metallfolie belegt. Die Ergebnisse, die man auf diese Weise erhält, sind dieselben, wie ich sie bereits beschrieben habe, und erklären sich auf dieselbe Weise: sie haben nämlich die Verminderung der Anzahl jener elektrisch geladenen Teilchen (Ionen oder Elektronen) zur Ursache, deren Ladung das entgegengesetzte Vorzeichen hat wie jene der Metallfolie, denn diese zieht sie zu den Wänden hin an und entzieht sie dadurch der Gasmasse.

Dieser Deutung steht der Umstand, daß die Entladungen bei diesen Versuchen wahrscheinlich oszillatorisch sind, nicht entgegen. Die erste Phase einer jeden Entladung wird nämlich sicherlich eine überwiegende Wirkung haben.

XX. Ionomagnetische Drehungen in irgendwie ionisierten Gasen.

Aus der Erklärung, die ich für die ionomagnetischen Drehungen gegeben habe, geht klar hervor, daß für das Eintreten dieser Erscheinung weiter nichts erforderlich ist, als das Vorhandensein von Ionen oder von Elektronen in einem Gase und das Bestehen eines Magnetfeldes. Diese Erscheinung muß mithin unabhängig von der Art und Weise auftreten, in der die Ionisierung des Gases erfolgt. Da nun die Gelegenheiten, diese Drehungen festzustellen, die sich im Verlaufe der Untersuchungen über die Wirkung des Magnetismus auf die Entladungen den Physikern darboten, nicht selten waren, so kann die Tatsache einigermaßen überraschen, daß sie bisher noch niemals entdeckt worden sind. Ich habe aber dadurch, daß ich entsprechende Versuche angestellt habe, die ich hier kurz beschreiben will, bald die Überzeugung gewonnen, daß das Phänomen der ionomagnetischen Drehung sich tatsächlich in jedem einzelnen Falle zeigt, in dem die beiden genannten Bedingungen erfüllt sind, im allgemeinen allerdings mit so geringer Intensität, daß sie der Aufmerksamkeit eines Forschers entgehen werden, der sie nicht zum Zweck einer besonderen Untersuchung gemacht hat.

Das ist auch leicht erklärlich. Die Drehungen stellen einen Differentialeffekt dar, oder sie sind die Manifestation des Unterschiedes zwischen entgegengesetzten Erscheinungen, nämlich dem Phänomen der positiven Drehung, das die positiven Ionen hervorzubringen streben, und dem Phänomen der negativen Drehung, das die Elektronen und die negativen Ionen hervorzubringen streben (falls auch solche in dem Gase vorhanden sind, was bei nicht geringen Drucken sicherlich der Fall ist). Für gewöhnlich halten sich die beiden entgegengesetzten Effekte fast genau das Gleichgewicht, und nur unter ganz besonderen Umständen kann der eine den anderen merklich überwiegen.

Zuerst habe ich die durch Röntgenstrahlen erzeugte Ionisation untersucht. Die Luft, die der Wirkung einer sehr kräftigen Röntgenröhre ausgesetzt wurde, war verdünnt worden, weil die bei den bereits ausgeführten Versuchen gewonnenen Erfahrungen gelehrt hatten, daß oberhalb eines gewissen Druckes die Zusammenstöße der Moleküle zu häufig und daher die freien Weglängen der Ionen, die das Feld aus geradlinigen in schraubenförmige verwandelt, zu kurz sind, als daß sich die Drehung zeigte.

In einer Glaskugel von ungefähr 15 cm Durchmesser, die über einer Spule angeordnet war und mehr oder minder stark verdünnte Luft enthielt, war ein sehr leichter kleiner Papierzylinder von 2 cm Höhe und 1,5 cm Durchmesser aufgehängt. Schwarze Linien, die auf ihm gezogen waren, erleichterten die Feststellung einer etwa eintretenden Verschiebung des Zylinders in dem Augenblicke, in dem das Feld erregt wurde. Anfänglich zeigte sich ein ernster Übelstand, nämlich die Ablenkung der Kathodenstrahlen im Innern der Röntgenröhre durch die Spule, die zur Folge hatte, daß diese Kathodenstrahlen nicht mehr auf die Antikathode auftreffen konnten. Wenn ich aber die Röhre nicht allzu nahe an die Spule heranbrachte und die Stellung der beiden zueinander allmählich veränderte, war es mir möglich, zu erreichen, daß die Kathodenstrahlen (die in diesem Falle annähernd die Richtung magnetischer Kraftlinien hatten) nicht gestört wurden, oder daß wenigstens der genannte Übelstand so weit verringert wurde, daß er kaum merklich war.

Anfangs schien es, als ob keine Drehung hervorgerufen würde. Als ich aber ein kleines Fernrohr mit Fadenkreuz, das für Objekte in einer Entfernung von einigen Zentimetern geeignet war, auf eines der auf dem aufgehängten Zylinder angebrachten Zeichen einstellte, stellte ich eine kleine Winkelverschiebung des Zylinders in dem Augenblicke fest, in dem das Feld erregt wurde, und eine Drehung im entgegengesetzten Sinne, wenn die Richtung des Feldes umgekehrt wurde. Dasselbe konnte ich feststellen, als ich die Drehung nach der gewöhnlichen Reflexionsmethode beobachtete, nachdem ich an dem Zylinder ein ganz leichtes Spiegelchen befestigt hatte.

Die ionomagnetische Drehung in verdünnter Luft, die durch Röntgenstrahlen ionisiert ist, ist mithin sehr schwach. Der Drehungssinn ist positiv; die Drehung beruht also auf einem

ganz geringen Überwiegen des von den positiven Ionen herrührenden Effektes. Es ist nicht unwahrscheinlich, daß der beobachtete schwache Effekt nur deshalb auftritt, weil Elektronen leichter als Ionen von den Wandungen angezogen werden und sich an ihnen festsetzen können.

Ein ganz ähnliches Ergebnis erhielt ich, als ich den drehbaren Körper in die Nähe einer Zinkscheibe brachte, die bis auf ungefähr 600 Volt negativ elektrisch geladen war und von einem kräftigen Bündel ultravioletter Strahlen belichtet wurde. Die Scheibe war in einem Rezipienten angebracht, dessen der Scheibe gegenüberliegende Wand von einer Quarzplatte gebildet wurde; durch diese traten die ultravioletten Strahlen ein. Zwischen der Quarzplatte und der Zinkscheibe befand sich ein geerdetes Metallnetz, und zwischen diesem und der Zinkscheibe war der bewegliche leichte Zylinder aufgehängt. Nachdem ich den Druck der Luft erniedrigt und die unter dem Zylinder angeordnete Spule erregt hatte, beobachtete ich eine schwache positive Drehung.

Bei dieser Gelegenheit machte ich die folgende sonderbare Beobachtung: Die ionomagnetische Drehung wurde nicht immer beobachtet, wenn ich zuerst das Feld erregte und danach den Strahlen den Zutritt gestattete; dagegen erhielt ich das gesuchte Ergebnis, wenn ich das Feld erregte, nachdem ich den photoelektrischen Strom in Gang gesetzt hatte. Offenbar liegt hier einer der bekannten Fälle vor, in denen die Strömung in dem Gase, nachdem sie einmal eingesetzt hat, auch unter solchen Verhältnissen andauern kann, unter denen das verfügbare Potential nicht ausreichen würde, um sie in Gang zu setzen. Dieser Fall trat auch gerade unter solchen Verhältnissen ein, wo das Magnetfeld den Wert des zur Einleitung der Entladung erforderlichen Potentials erhöhte.

Zuletzt habe ich versucht, ob ich die ionomagnetische Drehung in gewöhnlichen Entladungsröhren erhielt, die von dem Strome durchflossen wurden, der von der Maschine ohne Kondensatoren oder von einer Sammelbatterie geliefert wurde.

Ich benutzte dazu Röhren von der Art, wie die in Fig. 24 in $^1/_3$ natürlicher Größe dargestellte, die als Elektroden zwei Aluminiumscheiben A und B, oder auch als Kathode eine Scheibe und als Anode einen Draht oder eine Spitze hatten. Wenn die Röhre senkrecht über der Spule aufgestellt werden soll, die das Magnetfeld erregt, so trägt sie oben einen seitlichen Ansatz, der mittels eines Schliffes durch die drehbare Röhre PQ verschlossen wird, auf die sich der Aufhängefaden des leichten und sehr

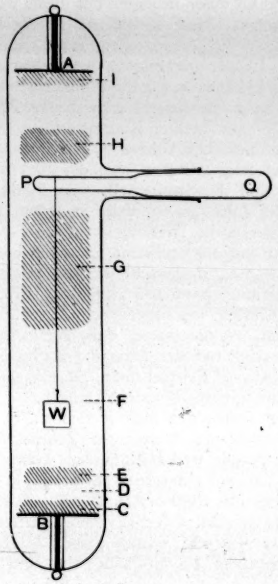


Fig. 24.

beweglichen Körpers W (Mühlrädchen, Zylinder, Kugel usw.) aufrollt. Ich mußte aber auch Versuche mit einer horizontalen Röhre anstellen, bei denen die eine der Elektroden ungefähr auf der Achse der Spule lag. Auch in diesem Falle war die Röhre mit einem seitlichen Ansatz versehen, doch war dieser jetzt vertikal, und seine Achse fiel mit jener der Spule zusammen. Dieser Ansatz enthielt den Faden, an dem der kreisende Körper aufgehängt war, und dieser befand sich somit in geringer Entfernung von einer der Elektroden.

Ich beginne mit der letztgenannten Anordnung, bei welcher die Entladung oder der durch die Röhre fließende Strom eine zur Feldrichtung senkrechte Richtung hat. Die Effekte, die ich bei dieser Anordnung festgestellt habe, lassen sich sehr einfach zum Ausdruck bringen. Wie stark nämlich auch die Verdünnung der Luft (innerhalb der gewohnten Grenzen) war, welches Vorzeichen auch die Ladung der dem kreisenden Körper benachbarten Elektrode hatte, und welche Gestalt auch die Elektroden haben mochten, immer habe ich, wie in den früheren Fällen, eine positive Drehung erhalten. In diesem Falle ist jedoch der Effekt stärker ausgeprägt als im Falle der durch Röntgenstrahlen ioni-

sierten Luft oder in jenem der durch den photoelektrischen Effekt ionisierten. Immerhin muß man, um ihn festzustellen, einen sehr beweglichen Körper anwenden, beispielsweise einen kleinen Zylinder aus ganz dünnem Papier, auch dann, wenn die Stromstärke in der Röhre, wie bei den mit meiner Elektrisiermaschine angestellten Versuchen, nahezu $^1/_3$ Milliampere beträgt. Schaltet man zwischen eine der Elektroden der Röhre und die Stromquelle eine Funkenstrecke in freier Luft ein, so bleibt in jedem Falle die ionomagnetische Drehung positiv.

Nur mit der vertikalen Entladungsröhre, wie sie in Fig. 24 dargestellt ist, also mit einem zur Feldrichtung parallelen Entladungsstrom, habe ich negative ionomagnetische Drehungen beobachtet, vorausgesetzt, daß der aufgehängte Körper sich auf der Seite der Kathode befand. Ich lasse als Beispiel hier die eingehende Beschreibung eines Versuches folgen.

Der Druck der Luft in der in Fig. 24 dargestellten Röhre betrug ein Zehntelmillimeter; A war Anode und B Kathode. Dann erschien in C die erste negative Schicht, in D der Crookessche dunkle Raum und in E die zweite negative Schicht. Oberhalb dieser letzteren nahm der Faradaysche dunkle Raum F ein Gebiet von ungefähr 10 cm Höhe ein, und darüber war das in drei ungleiche Schichten G, H, I (vielleicht infolge der Gegenwart der Röhre PQ), geteilte positive Licht zu sehen. Als ich nun den aufgehängten Körper W auf verschiedene Höhe brachte, stellte ich zunächst eine positive Drehung fest, wenn er sich in C, in unmittelbarer Nachbarschaft der Kathode B, befand. Brachte ich ihn höher hinauf, so wurde die positive Drehung schwächer, wurde schließlich null und in der zweiten Kathodenschicht E, sowie auch im dunklen Raum F, negativ. Die Drehung nahm sogar an Intensität zu, als der Körper die Schicht E verließ und in den dunklen Raum eindrang; dann aber nahm der Effekt von neuem ab, auch weil der Aufhängefaden allmählich kürzer gemacht wurde, und weil überdies die Magnetfeldstärke an den Stellen, die der sich drehende Körper W nach und nach einnahm, immer geringer und geringer wurde.

Wenn der Druck in der Entladungsröhre größer ist, wenn er beispielsweise $^3/_{10}$ mm beträgt, so rücken bekanntlich die einzelnen leuchtenden Schichten dichter zusammen und werden dabei dünner, und dann wird es schwierig, die positive Drehung an Stellen, die der Kathode benachbart sind, festzustellen, während die negative Drehung sichtbar bleibt. Zum Ausgleich ist diese wegen der größeren Häufigkeit der ionisierungsfähigen Gasmoleküle lebhafter. Bei noch höherem Drucke, beispielsweise bei einem solchen von 2 mm, hört die negative Drehung auf, sichtbar zu sein. In diesem Falle wird der aufgehängte Körper, auch wenn man einen solchen von nur wenigen Millimetern Höhe verwendet, sich wenigstens teilweise in der positiven Säule befinden, wo die ionomagnetische Drehung positiv ist; daher ist es nicht mehr möglich, eine negative Drehung zu erhalten.

Daß man in der positiven Lichtsäule immer eine positive ionomagnetische Drehung erhält, läßt sich auch leicht mit eben diesem in Fig. 24 dargestellten Apparat zeigen, wenn man die Verbindungen zwischen seinen Elektroden und der Elektrizitätsquelle vertauscht, wenn man also B zur Anode und A zur Kathode macht. In diesem Falle habe ich stets positive ionomagnetische Drehungen erhalten, einerlei, wie ich den Druck der Luft veränderte, und in welcher Höhe ich den beweglichen Körper W anordnete.

Ich schließe: Das im zweiten Teile der vorliegenden Arbeit untersuchte neue Phänomen besitzt die volle Allgemeinheit, die nach der dafür gegebenen Erklärung zu erwarten war. Nichtsdestoweniger zeigt es sich in den meisten Fällen sehr schwach, und überdies erfolgt in der Mehrzahl der Fälle die langsame Drehung des beweglichen Körpers in einem Richtungssinne, der das Überwiegen des von den Stößen der positiven Ionen herrührenden Effektes über den von den Stößen der negativen Teilchen herrührenden erkennen läßt.

Nur in dem Falle, wo die Luft durch Funkenentladungen ionisiert war, habe ich so starke ionomagnetische Drehungen erhalten, daß ich sehen konnte, wie der aufgehängte Körper viele Umdrehungen ausführte, und zwar häufig mit bemerkenswerter Winkelgeschwindigkeit, beispielsweise von einer Umdrehung in der Sekunde. Und abgesehen von dem Falle einer in der Feldrichtung angeordneten Entladungsröhre (siehe Fig. 24) ist nur in Luft, die durch Funken ionisiert worden ist, eine negative Drehung zu beobachten, also eine Drehung, die auf einem Überwiegen der den Elektronen zukommenden Wirkung über die den positiven Ionen zukommende beruht.

(Nach einem Sonderabdruck von Memorie della R. Accademia delle Scienze dell'Istituto di Bologna (6) **9**, 144 bis 164, 1912, aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 12. Juni 1912.)

Nachtrag.

Über den durch die magnetischen Strahlen bewirkten Transport positiver Ionen[1].

Nach der von mir aufgestellten und ver-

1) Aus einer soeben in Rendic. Lincei erschienenen Mitteilung.

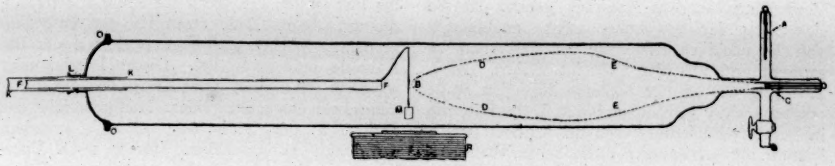


Fig. 25.

teidigten Hypothese unterscheiden sich die magnetischen Strahlen (oder Magnetokathodenstrahlen), also die unter dem Einflusse eines Magnetfeldes erzeugten Kathodenstrahlen, von den gewöhnlichen Kathodenstrahlen dadurch, daß diese letztgenannten aus einfachen in rascher translatorischer Bewegung begriffenen Elektronen bestehen, während in den ersteren für kurze Augenblicke einige dieser Elektronen sich mit positiven Ionen vereinigen und mit diesen neutrale Paare bilden, die Doppelsternen, oder, wenn man will, den aus einem Planeten und seinem Trabanten bestehenden System, analog sind. Der Trabant ist hier das Elektron, und die zwischen beiden wirkende Kraft ist statt der Gravitation die elektrische Anziehung. Daß sich nun solche Systeme zeigen, wenn das Magnetfeld vorhanden ist, beruht darauf, daß dieses die Paare um so unbeständiger macht, mit je größerer Annäherung sie die Bedingung vollkommen erfüllen, daß der Sinn, in dem das Elektron das Ion umkreist, mit dem Richtungssinne des felderregenden Stromes identisch ist, und daß gleichzeitig die Bildung solcher Paare begünstigt wird.

Sind solche Paare einmal gebildet, so werden sie durch die magnetische Kraft in der Richtung getrieben, in der diese Kraft abnimmt, gleich als ob sie diamagnetische Moleküle wären; auf diese Weise werden sie dann zu solchen Stellen getrieben, an denen der Hauptgrund für ihr isoliertes Bestehen allmählich geringer wird, so daß die Elemente, aus denen sie gebildet sind (positives Ion und Elektron) sich unverzüglich voneinander trennen und eine gewisse Strecke weit ihre Bewegung frei fortsetzen. Dabei werden sich nun die positiven Ionen schließlich in einem bestimmten Gebiete des Gases zwischen den Molekülen anhäufen. Es ist nun klar, daß, sobald ihr Vorhandensein experimentell festgestellt ist, die aufgestellte Theorie als richtig erwiesen angesprochen werden kann.

Derartige Versuche habe ich bereits beschrieben. Einen neuen Versuch habe ich jetzt unter Zuhilfenahme der ionomagnetischen Drehung ausgeführt.

Zu diesem Zwecke habe ich den Apparat benutzt, den Fig. 25 im Maßstabe 1 : 10 darstellt[1]). Die Anode A und die Kathode C befinden sich am einen (rechten) Ende der Entladungsröhre (deren Hauptkorpus eine Länge von 1 m und einen Durchmesser von 15 cm hat), und zwar befindet sich die Anode in einem seitlichen Ansatzrohr, die Kathode am äußersten und verengerten Ende der Hauptröhre. Dieses Ende wird dann in die Bohrung einer (in der Figur nicht dargestellten) Spule eingeführt, die der anderen ähnlich ist, deren oberes Ende in R zu sehen ist, nur fällt ihre Achse mit der Hauptachse des ganzen Apparates zusammen. Ein weiteres seitliches Ansatzrohr G verbindet den Apparat mit der Pumpe.

Die Haupteigentümlichkeit dieser Röhre für magnetische Strahlen besteht darin, daß sie bei OO mit einem vollkommen dicht schließenden, aufgeschliffenen Deckel verschlossen ist, der einen Hals L besitzt, durch den mittels eines Schliffes das sehr lange Rohr KK eintritt. Innerhalb dieses Rohres kann ein anderes Rohr FF gleiten, welches als Träger des an einem Kokonfaden hängenden, sehr leichten kleinen Papierzylinders M dient. Da ich die Figur nicht übermäßig lang machen wollte, habe ich die beiden Röhren KK und FF nur in einem Teile ihrer Länge dargestellt; es geht daher aus der Figur nicht hervor, daß die letztgenannte dieser Röhren sich am linken Ende in einen Zylinder aus weichem Eisen fortsetzt, dessen Bestimmung es ist, die Verschiebung der Röhre in ihrer Längsrichtung und damit die Überführung des Zylinders M in irgendein Gebiet der Entladungsröhre zu ermöglichen. Zu diesem Zwecke braucht man nur mit der Hand eine um die Röhre KK gewickelte Spule, die für einen Augenblick von einem Strome durchflossen wird, zu verschieben. Da sich nun die Spule R stets unter M befinden soll, so wird man sie im Bedarfsfalle verschieben müssen; das ist leicht ausführbar, da sie auf Rädern läuft.

Die punktierte Linie in der Figur soll eine

1) Diese Röhre ist eine der Röhren für magnetische Strahlen, wie sie die Firma Richard Müller-Uri in Braunschweig herstellt und vertreibt.

Vorstellung von dem Aussehen geben, das die Entladung für gewöhnlich zeigt, unabhängig von der positiven Säule, die von der Anode A ausgeht und uns hier nicht interessiert. Nach Erregung der an der Kathode liegenden Spule erscheint eine, gewöhnlich blaue, Lichtsäule, die in geringer Entfernung von der Kathode (welch letztere die an anderer Stelle beschriebene besondere Gestalt hat) beginnt und sich divergierend bis in den weiten Teil des Apparates, beispielsweise bis EE, erstreckt. Hier beginnt die Lichtsäule $EDBDE$, die im allgemeinen rot oder rötlich ist und sich verdoppelt und deformiert, wenn man ihr seitlich einen Magnetpol nähert, und zwar so, daß daraus zu entnehmen ist, daß dieses Licht von einer doppelten von DE nach B und nach C hin ausgehenden Entladung herrührt. Nach der von mir gegebenen Deutung der Erscheinung (die, wie der rotierende Spiegel zeigt, intermittierend ist, ebenso wie das Bündel magnetischer Strahlen CE) rührt sie von der Entladung der Wolke positiver Ionen her, die von den magnetischen Strahlen in den Zeiten losgelassen werden, in denen diese Strahlen abnehmen oder erlöschen.

Wenn wirklich bei EE solche Ionen vorhanden sind, so muß der Zylinder M unter dem Einflusse der anderen Spule R eine positive ionomagnetische Drehung annehmen. Da es wegen der optischen Unvollkommenheiten der Wandungen nicht tunlich ist, zur Feststellung dieser Drehung die Reflexionsmethode zu benutzen, habe ich es bequem gefunden, mit einem Fernrohr mit Fadenkreuz schwarze Striche zu betrachten, die ich auf dem Zylinder gezogen habe. Tatsächlich habe ich die vorausgesagte Drehung, wenn auch kaum unterscheidbar, feststellen können. Sie verlangsamt sich oder kehrt auch um, wenn man M sowie R etwas nach links verschiebt. Sie ist stärker ausgeprägt, wenn man einen Zylinder M benutzt, der größer ist als der hier gezeichnete, nämlich einen solchen von 3 cm Höhe und 3 cm Durchmesser.

Dieses Ergebnis bestätigt die Theorie; aber der Umstand, daß die Spule R beträchtliche Gestaltsänderungen der Lichtsäule BE bedingt, kann einige Unsicherheit über die richtige Deutung der Erscheinungen bestehen lassen. Ich habe daher versucht, den Versuch zu verbessern, und ihm schließlich folgende Gestalt gegeben:

Treibt man die Verdünnung bis auf etwa ein Zehntelmillimeter, erhöht die Entladungsstromstärke bis auf mehr als ein Milliampere, erregt die Spule R kräftig und verschiebt sie zugleich mit M weiter nach rechts, so gelingt es, ein sehr lebhaftes Bündel magnetischer Strahlen zu erhalten, das sich von der Kathode bis fast an den Eisenkern der Spule R erstreckt, die am oberen Ende einen Pol von entgegengesetztem Zeichen aufweisen muß, wie der der Kathode anliegende Pol. Dieses Bündel zeigt merklich die Gestalt einer Kraftröhre des durch diese Pole erzeugten Feldes. Nunmehr fehlt das Licht BE, oder es ist sehr schwach; trotzdem aber muß es geschehen (immer nach Überlegungen, die sich auf die angenommene Hypothese stützen), daß das Bündel die von den Elektroden der Kathodenstrahlen mitgeschleppten positiven Ionen freigeben muß. Die Trennung wird nicht mehr wie früher erfolgen, weil die Paare dahin gelangen, wo das Feld schwach ist, vielmehr infolge der Stöße nahe an der Wandung des Apparates. Es ist jedoch anzunehmen, daß infolge des Feldes bei R die Paare sich neu bilden werden, oder daß sie zögern werden, zu zerfallen, ein Grund für die positiven Ionen, ihre Gegenwart besonders links vom Kern der Spule bemerkbar zu machen. Eben dies zeigt der Versuch.

Gerade nämlich, wenn der Prüfzylinder M sich etwas links von dem Kern befindet, erhält man die positive ionomagnetische Drehung sehr ausgeprägt, dagegen wird diese Drehung immer schwächer, wenn M allmählich nach rechts rückt.

Die bei diesem Versuche erhaltene Drehung ist ausgeprägt genug, um auch ohne Hilfe des Fernrohres sichtbar zu sein. Beispielsweise führt der Zylinder fast eine ganze Umdrehung in wenigen Sekunden aus, bevor er durch die Elastizität des Aufhängefadens angehalten wird.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 10. August 1912.)

Funkentelegraphische Beobachtungen während der Sonnenfinsternis am 17. April 1912.

(Mitteilung aus dem Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt.)

Von F. Kiebitz.

Die Fernwirkung funkentelegraphischer Sender hängt erfahrungsgemäß von der Wetterlage und von der Tageszeit ab. Die Schwankungen der Empfangsstärken auf einer fernen Station sind um so größer, je weiter die Empfangsstation entfernt ist, und je kleiner die benutzte Wellenlänge ist. Z. B. erzielen Sender, die mit kleinen Wellen arbeiten und am Tage einige hundert Kilometer überbrücken, bei Nacht gelegentlich Reichweiten von mehr als tausend Kilometern.

Eine objektive Messung der im Empfänger ankommenden Energie ist nur bei verhältnis-

mäßig großer Empfangsenergie möglich. Die kleinen Energiemengen, die mit dem Fernhörer noch wahrgenommen werden, beurteilt man gewöhnlich nach einem subjektiven Verfahren, der sogenannten Parallelohmmethode. Sie besteht darin, daß man dem Fernhörer einen Widerstand parallel schaltet und diesen so lange verkleinert, bis die Zeichen unhörbar werden. Dieser für die Grenze der Hörbarkeit eingestellte Widerstand gilt als Maß für die Beurteilung der Lautstärke und damit der Empfangsenergie. Man spricht z. B. von 10 Ohm Lautstärke, wenn man bei dem beschriebenen Verfahren einen Widerstand von 10 Ohm eingestellt hat.

Unter den möglichen Einflüssen, welche die Abhängigkeit der Fernwirkung von Tag und Nacht verursachen können, ist die Sonnenstrahlung wiederholt besprochen worden. Die Sonnenfinsternis am 17. April bot eine günstige Gelegenheit, einen solchen Einfluß zu untersuchen; denn es herrschte während dieses Tages allenthalben gleichmäßiges, wolkenloses Wetter, und die Verfinsterung war fast vollständig.

Es wurde darum die Station Norddeich aufgefordert, in der Zeit von 12 bis 3 Uhr stündlich viermal in genau derselben Weise ein bestimmtes Kennwort je fünf Minuten lang mit der Wellenlänge 1650 m zu senden.

Die Fernwirkungen von Norddeich sind bei dieser Wellenlänge gut bekannt. Z. B. werden an verschiedenen Tagen in der Station Berlin-Schöneberg des Telegraphenversuchsamts (450 km Entfernung) für die Zeichen von Norddeich bei Tage Lautstärken zwischen 20 und 8 Ohm beobachtet, bei Nacht Lautstärken zwischen 12 und 2 Ohm, ohne daß Unregelmäßigkeiten am Sender oder Empfänger erkennbar sind. Zum Teil beruhen die Schwankungen auf Empfindlichkeitsschwankungen des Detektors und des Ohres, zum Teil müssen sie in Witterungseinflüssen gesucht werden.

Auf der funkentelegraphischen Küstenwache in Danzig (750 km von Norddeich) sind die Schwankungen der Lautstärke und die Unterschiede zwischen Tag und Nacht größer. Am Tage werden dort Lautstärken zwischen 10 und 40 Ohm beobachtet, bei Nacht solche zwischen 1 und 30 Ohm.

Diese Zahlen geben einen Anhalt für die Lautstärkeänderungen, die während der Sonnenfinsternis äußerstenfalls zu erwarten waren.

Die Kennworte wurden in Norddeich mit unverändertem Sender gegeben. Die Lautstärkemessungen wurden ausgeführt auf einer Station in Emden, zwei Stationen des Versuchsamts in Berlin, einer Station der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, zwei Stationen der C.-Lorenz-A.-G. und auf den Küstenwachen in Swinemünde und Danzig.

Die größte Verfinsterung fand in dem Gebiet von Norddeich bis Danzig in der Zeit von 1^{20} bis 1^{30} statt.

Die Ergebnisse der verschiedenen Beobachtungsstellen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die Zahlen bedeuten den eingestellten Parallelwiderstand in Ohm; die benutzten Fernhörer hatten 1000 Ohm Widerstand.

	Emden 27 km	Schöneberg 450 km Telegraphen-Versuchsamt Berlin 450 km	Berlin 450 km C. Lorenz A.-G.	Eberswalde 460 km	Swinemünde 470 km	Danzig 760 km
12^{00}	60	16	—	—	20	—
12^{10}	80	16	—	—	20	15
12^{25}	60	15	250	—	20	15
12^{40}	60	—	230	37	—	14
12^{55}	—	—	—	—	—	—
1^{10}	80	16	—	12	20	17
1^{25}	90	14	250	12	10	17
1^{40}	80	12	200	12,5	30	13
1^{55}	90	12	200	600	2,5	5 [1]	9
2^{10}	—	10	200	600	2,5	7	—
2^{25}	—	10	200	600	5	6	8
2^{40}	—	10	200	600	5	6	13
2^{55}	—	9	200	600	12	6	—

Die Meßreihen von Emden, Berlin und Swinemünde zeigen genau den Verlauf, der bei ähnlichen Gelegenheiten ohne Sonnenfinsternis beobachtet wird; dagegen hat die Großstation in Eberswalde und die ferne Station in Danzig während der auf die größte Verfinsterung folgenden Stunde eine Erhöhung der Lautstärke festgestellt, die möglicherweise mit der Sonnenfinsternis zusammenhängen kann.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie hat ihre Beobachtungen bereits veröffentlicht. Danach ist die Lautstärke vor der größten Bedeckung in Berlin binnen 20 Minuten andauernd von 120 auf 30 Ohm gestiegen und sodann in derselben Weise gesunken; vor und nach dem Maximum wurden mittelstarke Störungen wahrgenommen. Da diese Störungen von den anderen Stationen nicht gemeldet worden sind, darf man vielleicht annehmen, daß sie lokalen Ursprungs gewesen und zufällig zur Zeit der größten Bedeckung unterblieben sind. Auf diese Weise ließe sich erklären, warum die Messung während der größten Bedeckung den besten Wert ergab im Gegensatz zu den Beobachtungen der übrigen Stationen.

Sieht man von dieser durch Störungen be-

1) Beobachter in Swinemünde wechselt.

einflußten Beobachtung ab, so ist das Ergebnis folgendes:

Nach den Beobachtungen von fünf Empfangsstellen war kein Einfluß der Sonnenfinsternis auf die Fernwirkung der Station Norddeich festzustellen; eine besonders große und eine besonders ferne Empfangseinrichtung ergaben in der Stunde nach der größten Bedeckung eine Vergrößerung der Empfangsstärke, die mit der Sonnenfinsternis in Zusammenhang stehen kann.

Berlin, 30. Juli 1912.

(Eingegangen 1. August 1912.)

Über die Verwendung von Flammen als Anzeiger für elektrische Wellen.

Von G. Leithäuser.

Zum Nachweis elektrischer Wellen sind in der Praxis der drahtlosen Telegraphie unter anderen Detektoren auch die sogenannten Gasdetektoren bekannt, welche unter Benutzung des Vakuums und geeigneter Elektroden eine Wirkung als Gleichrichter selbst bei schnellen elektrischen Schwingungen zeigen. Bei diesen ist die Kathode immer eine solche, die leicht Elektronen hergeben kann und dadurch der negativen Ladung einen leichten Weg durch die Röhre verschafft. Die große Empfindlichkeit solcher Detektoren ist bekannt; ein gewisser Übelstand liegt jedoch bei ihnen in der Benutzung des Vakuums, welches die Lebensdauer solcher Apparate sehr wesentlich beschränkt.

Es liegt nun nahe, die Benutzung des Vakuums dadurch zu umgehen, daß man versucht, die unipolare Leitfähigkeit, welche man in einer Flamme erzeugen kann, zur Herstellung eines empfindlichen Detektors zu benutzen. Daß sich mit Hilfe einer stark leitend gemachten Flamme tatsächlich ein empfindlicher Wellendetektor bauen läßt, wird im folgenden gezeigt.

Die Gase im Kegel einer Gasflamme, z. B. eines Bunsenbrenners, besitzen eine starke elektrische Leitfähigkeit, die sich leicht mit Hilfe eines Galvanometers von geringer Empfindlichkeit und schon mit geringer EMK. zeigen läßt. Sie wächst außerordentlich durch Einführung von Salz in die Flamme. Infolge der viel größeren Beweglichkeit des negativen Ions in der Flamme tritt ferner ein starkes Potentialgefälle an der Kathode beim Durchgang eines Stromes auf; man kann durch geeignetes Glühen derselben, wenn gleichzeitig Salzdampf oder flüssiges Salz an ihr vorhanden ist, das Gefälle stark verkleinern, da die Anzahl der Flammionen durch diese Mittel an der Elektrode künstlich vermehrt wird. An der Anode ist das Gefälle meistens sehr klein. Man kann daher in bekannter Weise durch irgendeine Unsymmetrie entweder in der Größe oder in der Temperatur der Elektroden oder auch durch verschiedene Salzkonzentrationen in einzelnen Flammenteilen einen Unterschied der Stromstärke je nach der Stromrichtung erhalten, welches als unipolare Leitung der Flamme bezeichnet wird. Es wurde nun versucht, diese unipolare Leitung zur Herstellung eines Detektors zu verwenden. Obgleich die Leitung einer Flamme beträchtlich ist, so ist doch ihr Widerstand zumeist noch von ganz anderer Größenordnung als derjenige der gebräuchlichen Meßapparate. Benutzt man ein Telephon oder ein Vibrationsgalvanometer zum Nachweis der Detektorwirkung, so erscheint es zweckmäßig, die Leitfähigkeit der Flamme so groß wie möglich zu machen und das Kathodengefälle so klein als möglich herabzusetzen. Es wurde deshalb Kaliumsalz in die Flamme gebracht, welches sehr starke Leitfähigkeit hervorbringt.

Die benutzte Versuchsanordnung ergab sich in einfacher Weise. Ein kleiner Induktor von einigen Zentimetern Schlagweite war mit einer Funkenstrecke von ca. 5 mm verbunden, an deren Enden als kleine Antenne und Gegengewicht 2 Drähte von 1,5 m Länge mit vorhandener Endkapazität angeschlossen waren. In 10—20 m Entfernung befanden sich ebensolche Antennen und Gegengewicht, die ihrerseits mit den Elektroden der Flamme verbunden waren. Die Flamme selbst wurde mit einem Bec-Meker-Brenner erzeugt, der sehr niedrige hellblaue Innenkegel und eine ruhige und gleichmäßige Flamme von großer Hitze besaß. Die Elektroden in der Flamme waren anfänglich ein Kupferdraht von 1 mm Dicke und ein Hohlring aus Platinblech, der mit Kaliumsalz beschickt wurde. Der Kupferdraht und der Ring waren durch ein Telephon von hohem Widerstand und einen Abzweigwiderstand von einigen Ohm geschlossen, an dessen Enden mit Hilfe eines Schieberwiderstandes beliebige EMKK. von einer Batterie als Hilfsspannung gegebenenfalls eingeschaltet werden konnten. In den Kreis wurde später noch ein Drehspulengalvanometer mit $5{,}6 \times 10^{-6}$ Ampere Empfindlichkeit pro Skalenteil eingeschaltet. Das Telephon wurde gelegentlich durch ein Edelmannsches Vibrationsgalvanometer von mäßiger Empfindlichkeit ersetzt.

Mit dieser Anordnung zeigte sich die Wirkung der Flamme als Detektor sehr deutlich, wenn der Teller aus Platinblech so in die Flamme gebracht war, daß er stark glühte und geschmolzenes Kaliumsalz enthielt und der Kupfer-

draht eine Entfernung von 0,5—1 cm davon besaß, wobei seine Richtung in der Flamme ziemlich gleichgültig war; sie wurde zweckmäßig horizontal über dem Teller gewählt. Eine Hilfsspannung war nicht vorhanden. Das eingeschaltete Telephon zeigte jeden Funken, der den Sender zur Ausstrahlung erregte, durch ein sehr lautes Knacken an. Wurde der Brenner durch einen gewöhnlichen Bunsenbrenner mit hohem hellblauen Innenkegel ersetzt, so nahm die Detektorwirkung sehr ab oder verschwand ganz, woraus folgt, daß es sehr auf gleichmäßige Temperatur des Gases ankommt. Es wurden nun die Bedingungen für die Beschaffenheit der Elektroden näher untersucht, die für ein starkes Auftreten der Wirkung als Gleichrichter von Wichtigkeit sind. Was zunächst die salztragende Elektrode betrifft, so zeigte sich, daß die gesuchte Wirkung nur dann eintrat, wenn wirklich flüssiges Kaliumsalz, z. B. Ka_2CO_3 auf dem mindestens rotglühenden Träger vorhanden war. Der einfache Dampf des Ka genügte nicht; konnte man kein Glühen bemerken, so fehlte auch die gesuchte Erscheinung. Wurde z. B. das Platinblech ersetzt durch das Metall des Brenners selbst, wobei eine flüssige Kaliumsalzperle auf dem Abschlußdrahtnetz desselben lag, und die Flamme deutlich sichtbare Kaliumfärbung zeigte, so fehlte doch, wahrscheinlich wegen des zu großen Kathodenfalles, die Detektorwirkung. Dementsprechend trat diese sehr kräftig auf, als das Kaliumsalz in Form einer flüssigen Perle an einem hellgelb glühenden 1 mm starken Platindraht hing. Bei diesen Versuchen zeigte ein eingeschaltetes Galvanometer ohne jede Hilfsspannung einen Strom an; die Flamme wirkte also als Element. Die Richtung und Stärke des Stromes hängt von der Natur und Temperatur der Elektroden ab. Bei der beschriebenen Kombination, z. B. mit Kupferdraht und Platinring, betrug die Stromstärke gegen $8{,}4 \times 10^{-5}$ Ampere, die maximal beobachtete bei anderen Elektroden $41{,}1 \times 10^{-5}$ Ampere. Die Wirkung als Gleichrichter ist nicht dieser Stromstärke proportional, man kann aber sagen, daß, wenn man den Strom beobachtet, auch die Wirkung vorhanden ist. Alle anderen Metallsalze ergaben diesen Strom nicht in vergleichbarer Stärke und zeigten sich zum Aufbau eines Detektors auch nicht derart geeignet, daß man im Telephon ohne Hilfsspannung ein Geräusch erhalten hätte. Selbst metallisches Natrium, das in der Flamme verbrannt wurde, war bei weitem schlechter. Untersucht wurden die Salze von *Na, Li, Sr, Ba.* Bei Verwendung von Platinblech und Kupferdraht als Elektroden floß der Strom durch das Galvanometer von dem Blech mit dem flüssigen Salz zum Draht.

Weiterhin wurde der Einfluß der Größe und Temperatur der vom geschmolzenen Salz freien Elektrode untersucht. Wurde der 1 mm starke Kupferdraht durch ein dünnes Kupferblech ersetzt, daß sich in der Flamme mit Oxyd überzog, so fehlte die Wirkung als Gleichrichter. Das Blech kam dabei nicht zum Glühen wegen seiner guten Wärmeleitung. Tiefer in die Flamme getaucht, fing es schwach zu glühen an und gleichzeitig setzte auch die gesuchte Wirkung ein. Ähnliche Versuche wurden mit einem dünnen Platinblech angestellt. Dieses konnte in verschiedenen Lagen in der Flamme auf verschiedene Temperaturen gebracht werden, während gleichzeitig die Detektorwirkung beobachtet wurde. War das Blech auf Rotglut, und damit auf tieferer Temperatur als das geschmolzene Salz, so war die Wirkung vorhanden und der durch die Flamme hervorgebrachte Strom floß im Sinne von der Salzelektrode durchs Galvanometer zum Blech. Auf höhere Temperatur gebracht, nahm die Wirkung und auch der Strom ab, um bei Temperaturgleichheit der Elektroden ganz zu verschwinden. Bei höherer Temperatur, als sie das geschmolzene Salz besaß, kehrte sich die Stromrichtung um, und die Detektorwirkung trat wieder auf.

Es zeigte sich, daß auf den Kupferdraht ohne Störung der Detektorwirkung etwas von geschmolzenem Salz gebracht werden kann, falls diese Elektrode nur eine erhebliche Temperaturdifferenz gegen die andere besitzt. Gelegentlich tritt bei einem frisch in die Flamme gebrachten Draht die Detektorwirkung nur verhältnismäßig schwach auf; es genügt dann, einen Augenblick eine Hilfsspannung von einigen Volt an die Elektroden anzulegen, um danach eine starke Detektorwirkung zu beobachten. Es ist möglich, daß durch diesen Hilfsstrom Oberflächenschichten beseitigt oder verändert werden.

Da eine Temperaturdifferenz der Elektroden die Detektorwirkung zu begünstigen scheint, wurde eine Kombination der letzteren geprüft mit möglichst großer Temperaturdifferenz, bestehend aus einem sehr dünnen, senkrecht in die Flamme hängenden Platindraht und einer Salzperle an einem 1 mm Platindraht; der durch die Flamme bewirkte Strom war stark und betrug meistens 0,3 0,4 Milliampere. Als Detektor benutzt, zeigte sich diese Form von außerordentlicher Wirkung, aber abhängig von der Entfernung der Elektroden in der Flamme, was bei den früher benutzten Elektroden kaum der Fall war. Befindet sich der dünne Platindraht im Saum des Kaliumdampfes, so ist sehr starke Wirkung vorhanden; die Entfernung der Salzperle und des Drahtes betrug dabei gegen 5 mm.

Bei weiterer Annäherung der Elektroden nimmt die Wirkung ab und wird bei 2 mm Abstand gleich Null. Bei noch weiterer Annäherung der Elektroden tritt oft nochmals in schwächerem Maße eine Detektorwirkung auf. Legt man in diesem Falle eine Hilfsspannung von ungefähr 12 Volt an, so wird dieselbe deutlicher, erreicht aber niemals die Stärke, wie sie ohne Hilfsstrom bei ca. 5 mm Elektrodenabstand vorhanden ist.

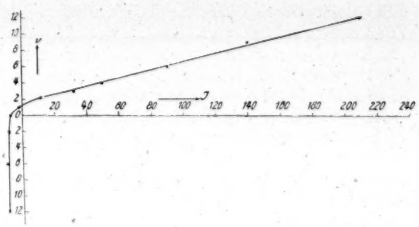
Die Verhältnisse bei dieser letzteren Anordnung werden besonders klar, wenn man bei allmählich wachsenden Hilfsspannungen von verschiedenen Vorzeichen den entstehenden Strom bestimmt. Bei einem Elektrodenabstand von 5 mm wurden folgende Zahlen erhalten.

Volt Hilfsspannung Salzperle positiv	Skalenteile
0	8
1	9
2	8,5
6	10
12	9

Volt Hilfsspannung Salzperle negativ	Skalenteile
0	— 8
1	— 2
2	+ 12
3	32
4	50
6	90
9	140
12	210

Die Ergebnisse sind auch in der Kurve 1 aufgezeichnet. Man erkennt, daß die gleichrichtende Wirkung infolge des scharfen Wendepunktes und des steilen Kurvenanstiegs sehr groß sein muß. Es wird die eine Phase, bei welcher der Elektrode mit geschmolzenem Salz positive Ladung zugeführt wird, fast völlig unterdrückt, im entgegengesetzten Falle die Phase gut durchgelassen, wenn die negativen Ionen vom Salze fortgetrieben werden. Benutzt man eine kleinere Elektrodenentfernung, so daß der dünne Platindraht von dem Salzdampf vollkommen umgeben ist, so ist die Detektorwirkung im Minimum. Auch die Kurve zeigt jetzt eine ganz andere Gestalt. Der steile Anstieg des einen Astes verschwindet vollkommen. Bei den kleinsten Entfernungen gegen 1 mm zeigen sich wieder Unterschiede im Verlauf der beiden Kurvenäste; man kann hierbei eine Verstärkung erhalten durch Anwendung einer Hilfsspannung. Bei dem Minimum der Empfindlichkeit hinsichtlich der Detektorwirkung ist offenbar die Unsymmetrie der Elektroden in elektrischer Beziehung stark verkleinert. Der dünne Platindraht ist infolge seiner Lage im dichten Salzdampf und infolge seines eigenen Aussendens von negativen Ionen mit einer hinreichenden Konzentration der letzteren umgeben, die nicht sehr beträchtlich verschieden sein mag von derjenigen der anderen Elektrode. Bei Verwendung des Kupferdrahtes tritt kaum ein eigenes Aussenden von negativen Ionen auf, da seine Temperatur 1000° nicht übersteigt; daher bemerkt man auch nicht das Minimum der Empfindlichkeit bei kleinen Entfernungen, wenn der Draht in den Salzdampf stark eintaucht.

Der Verlauf der J—V-Kurve ist ganz ähnlich wie bei der anderen Anordnung.



Die Empfindlichkeit der beschriebenen Anordnung ist eine gute. Ein Vergleich mit einem empfindlichen elektrolytischen Detektor zeigte, daß die Empfindlichkeit diesem mindestens gleichkam; anscheinend aber ist sie besser. Über diesen Punkt wie auch über einige quantitative Bestimmungen mit dem Flammendetektor soll demnächst berichtet werden.

Hannover, Physik. Institut d. kgl. techn. Hochschule. August 1912.

(Eingegangen 14. August 1912.)

Über Widerstände hoher Ohmzahlen.

Von H. Kost.

Im letzten Jahre[1]) wurden von F. A. Aust Widerstände angegeben, bei denen der Leiter aus mit Tusche getränktem Papier bestand oder auch ein Tuschstäbchen selbst war. Solche Widerstände haben eine beschränkte Anwendungsmöglichkeit wegen ihrer geringen Belastung, ihres hohen Temperaturkoeffizienten und ihrer geringen Konstanz. Da allgemeines Bedürfnis für Widerstände hoher Ohmzahlen vorliegt, wurde versucht, einen Widerstand herzustellen, der möglichst nahe in der Leistung an Drahtwiderstände heranreicht.

Als Unterlage für die leitende Schicht wurde Hartgummi, Glas und unglasierter Ton verwandt.

1) Diese Zeitschr. 12, 732, 1911.

Für die erste Art der Widerstände bewährte sich letzterer am besten. Die Tonzellen, die im Handel käuflich sind, haben eine Höhe von 210 mm bei einem Durchmesser von 70 mm. Der unglasierte Ton bietet neben der Feuersicherheit den Vorteil, daß infolge der Porosität die leitende Schicht gut haftet und nicht abblättert. Der Zylinder wird durch das Dreibackenfutter auf die Drehbank gespannt, und mit einem weichen Pinsel wird die Flüssigkeit auf die schnell rotierende Zelle aufgetragen. Dies hat den Vorteil, daß die Schicht in einer Kreislage gleichmäßig verteilt ist und eine Zylinderseite keinen anderen Widerstand hat als eine andere.

Die Schicht selbst ist ein Gemisch von Tusche mit Graphit und stellt das Ergebnis einer Versuchsreihe dar, bei der Salze, fein zerstäubte Metalle, Tinten, Tuschen usw. verwandt wurden. Auf eine Zelle kommen 0,5 g bis 2 g Graphit[1]) und 5—10 g Tusche[2]); der Widerstand variiert so zwischen 60000 und 2000 Ohm. Durch andere Mischungen können die Grenzen noch bedeutend erweitert werden. Es wurden Zellen bis 200000 Ohm hergestellt, jedoch wurde hier der Temperaturkoeffizient zu hoch. Dieser betrug je nach der Wahl der Zusammensetzung 0,6—0,9 pro hundert Ohm für 1° C und war bei allen Versuchen negativ.

Nachdem die Schicht aufgetragen war, wurden die Enden des Zylinders 2 cm breit mehrere Male mit einer breiigen Mischung von Graphit und Tusche bestrichen und an diesen Stellen dann Kupferbänder heiß aufgezogen, an die vorher Klemmen gelötet waren. Dieser Kontakt erwies sich während eines halben Jahres als zuverlässig. Alle so hergestellten Zellen wurden, bevor Messungen an ihnen vorgenommen wurden, fünf Stunden auf 200° C erhitzt. Soweit es sich um obige Ohmzahlen handelt, vertragen sie eine Belastung von 0,05 Amp.

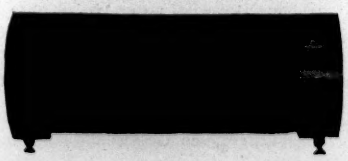


Fig. 1.

Diese erste Art der Widerstände besitzt also noch einen großen Temperaturkoeffizienten, mitgeteilt wurden sie wegen ihrer einfachen Herstellung für Fälle, in denen ein solcher nicht in Betracht kommt. Ganz frei von diesem Fehler sind dünne Metallschichten, deren Herstellung zu Widerständen im folgenden geschildert wird.

Als Träger für die Schicht wurde Glas gewählt und das Metall im Vakuum als Kathode zerstäubt. Obwohl das Verfahren bekannt ist[1]), sei doch auf die Einzelheiten eingegangen. Als Gasart, in der dann die Zerstäubung stattfindet, muß unbedingt Wasserstoff gewählt werden; er wurde elektrolytisch hergestellt und diffundierte durch ein Palladiumrohr (durch einen elektrischen Ofen geheizt) dauernd in das Entladungsrohr. Dieses stellt die maßstabsgerechte Skizze 2 dar. Es zerfällt in zwei Teile, von denen der erste dauernd mit dem Wasserstoffapparat verbunden ist und eine eingeschmolzene Platinspitze trägt, auf die die verschiedenen Metallkathoden gesteckt werden. Es ist verbunden mit dem zweiten Teil durch einen Schliff, der durch weißen Siegellack, Marineleim usw. (nicht Fett) abgedichtet ist. Durch ihn ist der Metalldraht, geschützt durch ein enges Glasrohr, in das Hauptentladungsrohr geführt, das mit seinen beiden Platinkontakten, die als Anode dienen, 200—300 mm lang ist. Die Schutzrohre haben den Zweck, ein unnötiges Zerstäuben zu verhindern, das außerdem zu einem direkten Schluß zwischen Drahtkathode und Anode führen könnte. Die Rohrleitung endigt über ein Trockengefäß mit P_2O_5 und ein Rohr, das in eine Kältemischung (am besten flüssige Luft) taucht, in der Hochvakuumpumpe.

Der Stromkreis war an das städtische Netz mit 440 Volt Gleichstrom angeschlossen, außer dem Entladungsrohr lagen in ihm ein Milliamperemeter und ein regulierbarer Vorschaltwiderstand bis 30000 Ohm. Vor der Zerstäubung wurde mehrere Male mit Wasserstoff ausgewaschen und durch gleichzeitiges Pumpen und Einführen von frischem Wasserstoff für reines Gas gesorgt.

Der Metallniederschlag wurde aus Konstantanzerstäubung gewonnen. Seine Dicke mißt man gegen einen weißen Schirm durch Vergleichung mit anderen bekannten Widerstandsröhren; sein roh bestimmter Temperaturkoeffizient betrug 0,1→0,2 pro hundert Ohm für 1° C und war positiv. Je nach der Stromstärke wurde 2—5 Stunden zerstäubt. Danach wird das Glasrohr an den Schnittstellen (Fig. 2) abgesprengt, und in die Enden aufgeschlitzte Kupferröhren, die genügend Federkraft besitzen, eingeschoben, so daß der Schlitz den Platinansatz hindurchläßt. Die Hülsen werden dann mit einem Brei aus Tusche und Graphit fixiert und mit den Platindrähten verlötet. Dieser Kontakt erwies sich als der beste, nachdem Ver-

1) Der Graphit muß möglichst fein pulverisiert sein.
2) Schwarze Ausziehtusche von Günther Wagner.

1) Leithäuser, D. Mechan.-Zeitung, S. 239, 1907.

spiegelung, Zahnplombe, Graphit und Tusche allein versucht waren.

Eine Zelle von 16 cm Länge und 2 cm Durchm. hatte beispielsweise 2000 Ohm Widerstand und erwärmte sich bei einer Belastung von 0,1 Amp. um 120° C.

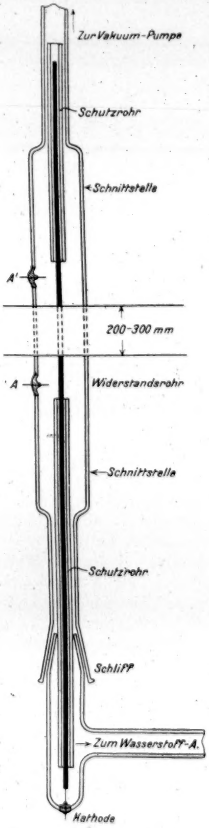


Fig. 2.

Diese zweite Art der Widerstände erweist sich also als vorteilhafter. Durch weitere Versuche dürfte sich der Temperaturkoeffizient noch mehr herunterdrücken lassen und sie so zu Meßwiderständen geeignet machen. Da diese Art Widerstände schwerer herzustellen sind als die erste Art, so wäre die Kombination der beiden Widerstände wohl das zweckmäßigste, da sie den Temperaturkoeffizienten 0 ergeben könnte.

Göttingen, den 5. August 1912, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 9. August 1912.)

Zur Klarstellung.

Nachdem Herr W. Krebs in dieser Zeitschr. S. 522—523 des laufenden Jahrganges das von ihm so genannte „zenitale Feld positiver Polarisation" näher beschrieben und abgebildet hat, dürfen wir nicht unterlassen, zu betonen, daß wir unsere zuerst gar nicht beabsichtigten, schließlich aber zur Verhütung von Mißverständnissen für nötig gehaltenen Bemerkungen vom Jahre 1910 (diese Zeitschr. **11**, 910—11, 1910) in allen Punkten aufrecht erhalten. Mit der nach dem Horizont gerichteten beiderseitigen Begrenzung dieses Feldes durch die sogenannte neutrale Linie haben sich bereits Brewster, Bosanquet, Mascart und außerdem neuerdings auch Süring beschäftigt (Veröffentl. des Kgl. Preuß. Met. Inst. 1911, No. 240), aber keiner von diesen Beobachtern und Forschern hat jemals etwas über eine rechteckige Form dieses „Feldes" berichtet. Auch wir selber haben trotz vieltausendfacher Beobachtung unter allen möglichen Verhältnissen niemals etwas von einer rechteckigen Begrenzung dieses „Feldes" gesehen. Wir überlassen daher die Frage, wer hier im Rechte ist, Herr Krebs, oder wir, in aller Ruhe dem Urteil der Sachverständigen. Im übrigen bemerken wir, daß dieses unser letztes Wort über das „zenitale Feld positiver Polarisation" des Herrn Krebs ist.

Busch. Jensen.

(Eingegangen 24. Juli 1912.)

(Die Redaktion schließt hiermit die Diskussion über diesen Gegenstand.)

ZUSAMMENFASSENDER BERICHT.

Die Natur der Heuslerschen Legierungen.

Von Fr. Heusler und E. Take.

Diese Abhandlung wurde in der Faraday Society-London am 23. April 1912 (Diskussionsabend über magnetische Legierungen) vorgelesen und in den Transactions of the Farad. Soc., Bd. VIII, Teil 1, 1912 publiziert.

Im Jahre 1898 entdeckte Fr. Heusler die nach ihm benannten ferromagnetisierbaren Manganlegierungen; dieselben enthalten außer Mangan bzw. Mangankupfer noch ein weiteres Element: Aluminium, Zinn, Arsen, Antimon, Wismut oder Bor. Von allen diesen Legierungen zeigen die Aluminium-Manganbronzen den bei weitem stärksten Ferromagnetismus; sie wurden daher auch am eingehendsten untersucht, und die folgenden Betrachtungen sollen zunächst auf diese Gruppe von Legierungen beschränkt sein.

I. Die Eigenschaften der Aluminium-Manganbronzen.

Von E. Take.

Unsere ersten genaueren Kenntnisse über die Eigenschaften der Aluminium-Mangan-Kupferlegierungen verdanken wir den Untersuchungen von Fr. Heusler[1]) im Chemischen Laboratorium der Isabellenhütte G. m. b. H. zu Dillenburg und weiterhin den magnetometrischen Messungen von W. Starck und E. Haupt[2]). Letztere beiden Arbeiten wurden auf direkte Veranlassung Heuslers und unter Mitwirkung von F. Richarz im Physikalischen Institut der Universität Marburg (Hessen) ausgeführt und daselbst später durch Untersuchungen von Take[1]), Asteroth[2]), Preusser[3]), Dippel[4]) und F. A. Schulze[5]) fortgesetzt. Mittlerweile machte man sich auch in anderen Instituten an die Untersuchung dieser höchst interessanten Legierungen. Die im Marburger Institut gemachten Beobachtungen wurden — zum Teil ohne oder mit nicht genügender Erwähnung von deren Priorität — bestätigt bzw. erweitert

1) Fr. Heusler, Über magnetische Manganlegierungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **5**, 219, 1903; deponiert im Archiv der obigen Gesellschaft vom 18. VI. 1901.

2) Fr. Heusler, W. Starck und E. Haupt, Magnetisch-chemische Studien, Verh. d. D. Phys. Ges. **5**, 219—232, 12. VI. 1903. Nach dieser kurzen vorläufigen Mitteilung erschien dann später eine ausführliche Mitteilung in den Schriften d. Ges. zur Beförderung d. ges. Naturwiss. zu Marburg, Abtlg. 5, **13**, 237—300, 1904: Über die ferromagnetischen Eigenschaften von Legierungen unmagnetischer Metalle, von Fr. Heusler und — unter Mitwirkung von F. Richarz — von W. Starck und E. Haupt. Auch als besondere Schrift (Preis Mk. 3.20) in N. G. Elwerts Verlag (Marburg) erschienen. Der experimentelle Teil kam in der Inaugural-Dissertation von E. Haupt, Marburg 1904, ganz zum Abdruck. — Vgl. ferner den Auszug von E. Haupt in der Naturw. Rundschau, **21**, 69—71, 1906, sowie besonders eine spätere zusammenfassende Abhandlung von Fr. Heusler, Magnetische Manganlegierungen. Wallach-Festschrift, S. 467—477, Göttingen 1909. Verlag von Vandenhoeck & Ruprecht.

1) E. Take, Magnetische und dilatometrische Untersuchungen der Umwandlungen Heuslerscher ferromagnetisierbarer Manganlegierungen. Schriften d. Ges. zur Beförderung d. ges. Naturwiss. zu Marburg, Abtlg. 6, **13**, 299—404, 1906. Auch als besondere Schrift (Preis Mk. 4.—) in N. G. Elwerts Verlag (Marburg) erschienen. Vgl. ferner die vorläufige Mitteilung in den Schriften d. Ges. zur Beförderung d. ges. Naturwiss. zu Marburg vom 13. August 1904, Sitzungsber. 1905, S. 35—49, und in der Sitzung d. D. Phys. Ges. vom 3. März, Verh. **7**, 133—145, 1905; sowie den Auszug in den Ann. d. Phys. (4) **20**, 849—899, 1906 und in der Naturwiss. Rundschau **22**, 209—211 und 221—223, 1907. Siehe auch Referat im Journ. de Phys. (4) **6**, 460—472, 1907.

E. Take, Alterungs- und Umwandlungsstudien an Heuslerschen ferromagnetisierbaren Aluminium-Manganbronzen, insbesondere an Schmiedeproben. Abhandl. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Kl., Neue Folge, **8**, Nr. 2, 1911, 127 S. Verlag der Weidmannschen Buchhandlung, Berlin; auch einzeln erhältlich, Preis Mk. 8.—. — Vgl. ferner die vorläufige Mitteilung in den Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 1059—1084, 1910 und besonders den Auszug in der Naturwiss. Rundschau **26**, 505—508 und 521—524, 1911.

2) P. Asteroth, Der Einfluß der thermischen und mechanischen Vorgeschichte auf die magnetischen Eigenschaften, insbesondere die Hysterese Heuslerscher Legierungen. Inaugural-Dissertation, Marburg 1907; ferner Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 21—32, 1908 und Naturwiss. Rundschau **23**, 249-250, 1908. — Vgl. hierzu die vorläufige Mitteilung von Fr. Heusler, Sitzungsber. d. Ges. zur Beförderung d. ges. Naturwiss. zu Marburg, November 1905, S. 98.

3) W. Preusser, Über die Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften Heuslerscher Aluminium-Mangan-Legierungen von ihrer chemischen Zusammensetzung, Inaugural-Dissertation, Marburg 1908. — Vgl. auch die vorläufige Mitteilung von Fr. Heusler, Über magnetisierbare Manganlegierungen, Marburger Sitzungsber. 1908, S. 203 und ferner die zusammenfassende Abhandlung von Fr. Heusler und Fr. Richarz, Studien über magnetisierbare Manganlegierungen, Über Mangan — Aluminium — Kupfer, Zeitschr. f. anorgan. Chem. **61**, 265—279, 1909.

4) E. Dippel, Abhängigkeit der spezifischen Wärme gewisser Legierungen von der thermischen Vorgeschichte und ihr Zusammenhang mit den magnetischen Eigenschaften bei Heuslerschen Legierungen. Inaugural-Dissertation, Marburg 1910.

5) F. A. Schulze, Leitfähigkeit und thermoelektrische Kraft Heuslerscher Legierungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 822—823, 1910.

durch Arbeiten von Austin[1, 6]), Gumlich[2]), Hill[3]), Fleming[4]), Hadfield[5]), A. Gray[5]), Guthe[6]), Mc Lennan[7]), Ross[8, 11]), Zahn[9]), H. Schmidt[9]), J. G. Gray[10]), R. C. Gray[11]), Knowlton[12, 13]), Clifford[13]), Stephenson[14]), Tokmatschew[1]) und Steiner[2]). Es würde zu weit führen, die bisher gemachten Beobachtungen auch nur im kurzen Auszuge hier alle wiederzugeben; im folgenden soll auf dieselben nur insoweit eingegangen werden, als es zum klaren Verständnis des Ganzen und zur leichteren und bequemeren Orientierung unbedingt erforderlich ist.

Die Aluminium-Manganbronzen ergeben trotz der äußerst geringen Magnetisierbarkeit der Bestandteile zum Teil eine sehr große Suszeptibilität; der höchste Sättigungswert wurde etwa ein Drittel so groß wie derjenige von magnetisch ganz weichem Eisen gefunden.

Von den drei Komponenten: Aluminium, Mangan und Kupfer sind Aluminium[3]) und Kupfer[4]) jedenfalls paramagnetisch und besitzen eine konstante Suszeptibilität $= +1{,}88 \cdot 10^{-6}$ bzw. $-0{,}82 \cdot 10^{-6}$. Über die Suszeptibilität des Mangans zeigen die Angaben der verschiedenen Autoren einige Differenzen. Honda[5]) fand auch hier Paramagnetismus, er bemerkt aber, daß dieses Metall ein unstetes Verhalten zu zeigen scheine. Letzteres geht auch aus Untersuchungen von P. Weiss[6]) hervor, welcher für ein und dieselbe chemisch reine Manganprobe Para- bzw. Ferromagnetismus feststellte, je nachdem dieselbe in Pulverform vorlag oder im Wasserstoffstrom zu einem massiven Körper zusammengeschmolzen war. Ferromagnetismus bei Mangan wurde übrigens auch schon von Seckelson[7]) beobachtet, doch scheinen die Angaben über die Magnetisierbarkeit seiner Proben wenig sicher zu sein[8]). Neuerdings sind nun sehr umfangreiche Untersuchungen über die Magnetisierbarkeit des Mangans von Ihde[9]) angestellt worden. Er fand bei allen untersuchten Proben Ferromagnetismus in bezug auf die

1) L. Austin, Beobachtungen über die magnetische Längenänderung der Heuslerschen Mangan-Aluminium-Kupferlegierungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **6**, 211—216, 1904.

2) E. Gumlich, Versuche mit den Heuslerschen Mangan-Aluminium-Kupferlegierungen. Ann. d. Phys. (4) **16**, 535—550, 1905; Elektrotechn. Zeitschr. **26**, 203—207, 1905.

3) Bruce V. Hill, Note on the irreversibility of the Heusler alloys. Phys. Rev. **21**, 335—342, 1905. Vgl. hierzu die Bemerkung von E. Take, Marburger Gesellschaftsschrift 1906, loc. cit., S. 304.

The irreversibility of Heusler alloys. Phys. Rev. **23**, 498—503, 1906.

4) J. A. Fleming and R. A. Radfield, On the magnetic qualities of some alloys not containing iron. Roy. Soc. London, June 8, 1905; Electrician **55**, 329—332, 1905; Nature **72**, 190, 1905; Proc. Roy. Soc. (A) **76**, 271—283, 1905. Vgl. hierzu die Bemerkung von Fr. Heusler, Marburger Sitzungsber. 1905, S. 98—99.

5) Andrew A. Gray, Note on Heuslers magnetic alloy of manganese, aluminium and copper. Proc. Roy. Soc. (A) **77**, 256—259, 1906. Vgl. hierzu die Bemerkung von E. Take, Marburger Gesellschaftsber. 1906, loc. cit., S. 402.

6) K. E. Guthe and L. W. Austin, Experiments on the Heusler magnetic alloys. Bull. Bur. of Stand. **2**, 297—316, 1906.

7) J. C. Mc Lennan, On the magnetic properties of Heuslers alloys. Phys. Rev. **24**, 248—249, 1907; Science (N. S.) **25**, 532—533, 1907.

8) Alexander D. Ross, Heuslers magnetic alloys. Proc. Edinburgh Soc. **27**, 88—92, 1907; Roy. Soc. Edinburgh, May 6, 1907; Nature **76**, 238, 1907; Electrician **60**, 409—410, 1907. — Magnetic alloys formed from non-magnetic materials. Glasgow Ins^t. of Metals, 21. Sept. 1910; Nature **84**, 421, 1910. — Sur les propriétés singulières de certains alliages ternaires de cuivre. Journ. de Phys. (5) **1**, 117—123, 1911.

9) H. Zahn und H. Schmidt, Über Halleffekt und verwandte Erscheinungen bei einigen Heuslerschen Legierungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 98—108, 1907.

10) James G. Gray, Experiments with Heuslers magnetic alloy. Proc. Roy. Soc. Edinburgh **28**, 403—412, 1908; Roy. Soc. Edinburgh June 1, 1908; Nature **78**, 191, 1908; Electrician **62**, 435—436, 1908.

11) Alexander D. Ross and Robert C. Gray, On the magnetic properties of certain copper-alloys. Proc. Roy. Soc. Edinburgh **29**, 274—286, 1909; Roy. Soc. Edinburgh, Febr. 15, 1909; Nature **80**, 59, 1909; Electrician **63**, 679—680, 1909. — Über die magnetischen Eigenschaften der Legierungen von Mangan, Aluminium und Kupfer. Zeitschr. f. anorgan. Chem. **63**, 249—352, 1909. — Vgl. hierzu Fr. Heusler und F. Richarz, Über Mangan-Aluminium-Kupfer. Bemerkung zu einer Abhandlung von A. D. Ross und R. C. Gray, Zeitschr. f. anorgan. Chem. **65**, 110—112, 1910.

12) A. A. Knowlton, Preparation and properties of the Heusler alloys. Phys. Rev. **30**, 122—125, 1910. — Preparation and properties of Heusler alloys. Phys. Rev. **32**, 54—68, 1911.

13) A. A. Knowlton and O. C. Clifford, Magnetic properties of Heusler alloys. Phys. Rev. **30**, 125—126, 1910.

14) E. B. Stephenson, Magnetic properties of Heusler alloys. Phys. Rev. **30**, 127, 1910; **31**, 252—260, 1910.

1) S. Tokmatschew, Das Kerrsche Phänomen im Magnetfelde und die Heuslerschen Legierungen. Journ. d. Russ. phys.-chem. Ges. **42**, phys. Teil, 15—30 und 353 bis 354, 1910.

2) Desider Steiner, Die Hysteresisverluste der ferromagnetisierbaren Manganaluminiumbronzen in Abhängigkeit von der Frequenz des Wechselfeldes. Ann. d. Phys. (4), **35**, 727—754, 1911.

3) Vgl. A. B. Wills, Phys. Rev. **6**, 223, 1898 und Phil. Mag. (5) **45**, 432, 1898. — Siehe auch die etwas abweichenden Werte über die Suszeptibilität des Aluminiums und Kupfers in der Literaturübersicht bei K. Honda, Science reports of the Tôhoku Imperial University **1**, 19, Sendai (Japan), 1912.

4) Vgl. J. Koenigsberger, Wied. Ann. **66**, 698, 1898.

5) K. Honda, Ann. d. Phys. (4) **32**, 1003—1026, 1910.

6) Pierre Weiss und Kamerlingh Onnes, C. R. **150**, 686—87, 1910.

7) E. Seckelson, Inaugural-Dissertation, Heidelberg 1898; vgl. auch Wied. Ann. **67**, 37, 1899.

8) Vgl. auch P. Weiss, loc. cit., der die Seckelsonschen Angaben als „assez vagues" bezeichnet.

9) Karl Ihde, Inaugural-Dissertation, Marburg 1912.

Inkonstanz der Suszeptibilitätswerte, insofern nämlich dieselben stets bis zu einem scharf ausgesprochenen Maximum anwachsen und dann nach Überschreiten desselben wieder allmählich abnehmen. In qualitativer Hinsicht wäre demnach Mangan jedenfalls als ferromagnetisch zu bezeichnen. Betrachten wir aber andererseits rein quantitativ die Größe der von Ihde gemessenen Suszeptibilitätswerte, so zeigt sich, daß Mangan in dieser Hinsicht nur verhältnismäßig kleine Unterschiede gegenüber den paramagnetischen Körpern aufweist, denn die höchsten Werte der Suszeptibilität wurden nur zu rund $100 \cdot 10^{-6}$ bestimmt. Dieser Wert ist aber noch etwa 10^4- bis 10^5mal kleiner als die bei den Heuslerschen Aluminium-Manganbronzen beobachteten.

Außer den bisher erwähnten drei Elementen enthalten nun allerdings die Heuslerschen Legierungen in den meisten Fällen noch minimale Verunreinigungen. Die von Heusler selbst hergestellten Versuchsproben wurden durch Zusammenschmelzen mit 30prozentigem Mangankupfer des Handels erhalten und weisen infolgedessen stets sogar geringe Spuren Eisen auf (im Durchschnitt etwa 0,4 Proz.). Um die eventuell hierdurch bedingte Magnetisierbarkeit zu ermitteln, wurde Mangankupfer mit absichtlich hoch gewähltem Eisengehalt untersucht. Indessen erwies sich selbst ein 1,2 Proz. Eisen enthaltendes Mangankupfer als magnetometrisch unmeßbar[1]).

Im übrigen ist auch durch die Untersuchungen von Honda[2]) bekannt, daß ein so geringer Eisengehalt, wie er in den Heuslerschen Proben vorhanden ist, keinen Ferromagnetismus in bezug auf die Größe der Magnetisierung hervorruft. Honda sagt darüber (S. 1037): „Bildet das Eisen mit dem Hauptmetall eine Verbindung oder eisenarme Mischkristalle — d. h. also eine metallographisch homogene feste Lösung —, so scheint es damit nicht mehr ferromagnetisch aufzutreten. Es können dann bei geringen Eisenmengen — etwa unter 2 Proz. — magnetometrisch keine Magnetisierungswerte über 0,0001 C.G.S. konstatiert werden; das Eisen tritt nur mehr paramagnetisch auf und wirkt dann viel weniger störend, obwohl sein Einfluß auch in dieser Form nicht immer vernachlässigt werden kann."

Wir sehen also, daß weder durch Verunreinigungen noch durch den äußerst minimalen Ferromagnetismus des Mangans selbst die eminent hohe Magnetisierbarkeit der Heuslerschen Aluminiumbronzen sich erklären läßt. Welches ist nun aber der magnetisch so stark wirksame Faktor in diesen Legierungen? Diese Frage soll den Gegenstand der folgenden Abschnitte bilden.

Wir wollen dabei zunächst auf einen Erklärungsversuch Guillaumes[1]) eingehen, welcher allerdings — dies sei schon vorweg genommen — nach dem heutigen Stande unserer Erkenntnis nicht aufrecht erhalten werden kann.

Die Ausnahme, welche Chrom und Mangan von den übrigen Metallen der Eisengruppe durch das Fehlen der stark magnetischen Eigenschaften machen, suchte Faraday bekanntlich durch die Annahme sehr tiefer magnetischer Umwandlungstemperaturen dieser beiden Metalle zu erklären. Eine tatsächliche Stütze dieser Hypothese ist indessen bisher nie erbracht worden; es wurde vielmehr durch qualitative Versuche von Preusser[2]) nachgewiesen, daß die Suszeptibilität des Mangans jedenfalls bei der Temperatur der flüssigen Luft noch nicht wesentlich größer ist als bei gewöhnlicher Temperatur.

Die unbewiesene Hypothese Faradays versuchte nun neuerdings Guillaume zu einer Erklärung der starken Magnetisierbarkeit der Heuslerschen Manganlegierungen heranzuziehen. Das Auftreten des starken Magnetismus bei Zusatz der Metalle Aluminium, Zinn usw. zu der nach Faraday bei gewöhnlicher Temperatur nur schwach magnetischen Modifikation des Mangans soll darauf beruhen, daß der magnetische Umwandlungspunkt des Mangans durch diese Metalle derart heraufgerückt wird, daß auch bei Zimmertemperatur die stark magnetische Modifikation in Erscheinung treten kann. Zu dieser Vermutung wurde Guillaume durch die bekannte Tatsache geführt, daß Aluminium und Zinn die Eigenschaft haben, mit gewissen Metallen legiert, deren Schmelzpunkt zu erhöhen.

Wie oben bereits angedeutet, entbehrt diese Hypothese jedoch jeglicher experimentellen Stütze. Im übrigen ließe sich damit auch nur der starke Magnetismus der Aluminium- und Zinnlegierungen erklären. Es bliebe also auf jeden Fall noch die weitere Frage offen, wie denn die relativ hohe Suszeptibilität der übrigen, Arsen, Antimon, Wismut oder Bor enthaltenden Heuslerschen Legierungen zu erklären sei.

Daß übrigens z. B. bei den Aluminium-Manganbronzen eine Abhängigkeit der magne-

1) Vgl. E. Haupt, Marburger Gesellschaftsschrift, 1904, loc. cit., S. 257 und 263.
2) K. Honda, loc. cit.

1) Ch. Ed. Guillaume, Arch. d. scienc. phys. et nat. **24**, 381, 1907.
2) loc. cit., S. 25.

tischen Umwandlungstemperatur von der Größe des Aluminiumgehaltes existiert, ist experimentell vielfach nachgewiesen und war ja auch von vornherein zu erwarten. Jedenfalls aber ist die Guillaumesche Hypothese durch keine Tatsachen gestützt, und zudem sind ihre Schlußfolgerungen nicht genügend begründet. Dazu kommt nun aber noch ein weiteres Moment, welches als indirekter Beweis gegen die Richtigkeit der Guillaumeschen Erklärungsmöglichkeit auftritt.

Heusler selbst hat nämlich bereits seit den ersten Tagen[1]) seiner Entdeckung der ferromagnetisierbaren Manganlegierungen stets die Ansicht vertreten, daß Mangan mit den sämtlichen in Frage kommenden Metallen Verbindungen eingehe, denen konstitutionell die stark magnetischen Eigenschaften zukommen. Diese Vermutung wurde dann in der Folgezeit durch jahrelange Untersuchungsreihen von Starck[2]), Haupt[2]) und Preusser[2]) vollkommen bestätigt gefunden, wobei es Heusler auch noch gelang, den Träger der stark ferromagnetischen Eigenschaften bei den Aluminium-Mangan-Bronzen festzulegen.

Die ersten quantitativen Versuche in dieser Richtung bildeten die magnetometrischen Messungen von Starck und Haupt. Sämtliche von ihnen untersuchten Proben entstammten Mangankupferschmelzen von 28—30 Proz. Mangan, denen wechselnde Mengen von Aluminium zugesetzt wurden. Für diese Konzentrationsreihe des ca. 30prozentigen Mangankupfers ergab sich nun das interessante Resultat, daß das Maximum der Magnetisierbarkeit für einen bestimmten Mangangehalt erreicht wird, wenn der Aluminiumgehalt rund die Hälfte des Mangangehaltes beträgt, mit anderen Worten, wenn die Legierung auf ein Atom Mangan ein Atom Aluminium enthält. Demnach konnte man nun denken, daß der magnetisch wirksame Faktor eine Verbindung $Mn_1 Al_1$ sei, die sich in fester Lösung mit Kupfer befinde, doch wurden die dieser Annahme entgegenstehenden Bedenken ausdrücklich ausgesprochen. Heusler selbst sagte hierüber seinerzeit folgendes[3]):

„Es besteht eine unverkennbare Analogie darin, daß einerseits die Salze, andererseits gewisse Legierungen des an sich nicht ferromagnetischen Manganmetalls ferromagnetische Eigenschaften zeigen. Man könnte versucht sein, die Manganaluminiumbronzen mit einer Salzlösung zu vergleichen, in welcher das Kupfer als Lösungsmittel, die erwähnte Kombination gleicher Atome Mangan und Aluminium als gelöstes Salz anzusehen sei. . . . Vorläufig ergibt eine Zusammenstellung der in Versuchsreihe II enthaltenen Daten nicht die Gesetzmäßigkeiten, welche nach den für wässerige Salzlösungen bestehenden zu erwarten sind. Die Suszeptibilität (für ein Feld von 100 absol. Einh., bei dem sozusagen schon Sättigung beobachtet wurde) steigt nicht proportional der Konzentrationszunahme, sondern im Sinne einer steiler ansteigenden Kurve."

Bestimmte Schlußfolgerungen auf den Zusammenhang zwischen magnetischen Eigenschaften und chemischer Konstitution sind also aus dieser ersten Heusler-Hauptschen Versuchsreihe damals nicht gezogen worden, vielmehr hatte Heusler die Absicht, vorerst den Bereich der Untersuchungen nach den verschiedensten Seiten hin noch zu erweitern. Bei diesen Versuchen wurde er später durch die magnetometrischen Messungen von Preusser[1]) unterstützt.

Vor allem kam es jetzt darauf an, auch einmal andere Konzentrationsreihen von Mangankupfer auf ihre Magnetisierbarkeit hin zu untersuchen. Die nächsten Versuche umfaßten daher Proben, welche nur 20 bzw. 15 Proz. Mangankupfer mit wechselnden Mengen Aluminium enthielten. Diese Messungen widerlegten nun zunächst die nach der ersten Heusler-Hauptschen Versuchsreihe naheliegende Annahme, daß in den Aluminiummanganbronzen Lösungen der Verbindung $Mn_1 Al_1$ in Kupfer vorliegen könnten, und daß die Höhe der Magnetisierbarkeit durch den Gehalt der Legierung an dieser Verbindung $Mn_1 Al_1$ bedingt sein könne. Vielmehr wurde das Maximum der Magnetisierung in beiden Konzentrationsreihen bei einem Aluminiumgehalt von ca. 13 Proz. gefunden. Dieses zunächst überraschende und interessante Resultat wurde dann noch durch zahlreiche weitere Messungen an Proben mit ca. 23, 10, 7,5 und 3,8 Proz. Mangankupfer erweitert. Auch in allen diesen Konzentrationsreihen ergab sich ein Maximum der Magnetisierbarkeit für einen Aluminiumgehalt von ca. 13 Proz.!

Hiermit schien die Grundlage für neue theoretische Spekulationen gegeben. Bevor wir jedoch hierauf näher eingehen, wollen wir zunächst an Hand einer graphischen Darstellung die gesamten Meßresultate der Heusler-Haupt-Preusserschen Versuchsreihen noch etwas anschaulicher darstellen. Man bedient sich dazu

1) Vgl. weiter unten S. 905.
2) loc. cit.
3) Vgl. Marburger Gesellschaftsschrift 1905, loc. cit., S. 259—260.

1) W. Preusser, loc. cit.

zweckmäßig des van't Hoffschen Dreiecks. In demselben bedeuten die drei Ecken die reinen Metalle Aluminium, Mangan und Kupfer. Die Legierungen mit gleichem Mangangehalt z. B. liegen auf der der *Al-Cu*-Kante parallelen Geraden, was zum Zweck der bequemeren Orientierung mit einem Pfeil angedeutet ist. Es entspricht also jeder Legierung von zwei oder drei der genannten Komponenten ein Punkt des Dreiecks.

Die Höhe der Magnetisierbarkeit (Sättigungsmagnetisierung) kann man sich dann durch die Länge einer in dem betreffenden Punkte errichteten Senkrechten dargestellt denken. Die so entstehenden Raumkurven zeigen einerseits ein Ansteigen mit zunehmendem Mangangehalt bei konstantem Aluminiumgehalt an, andererseits bei konstantem Mangangehalt ein Ansteigen der Magnetisierung bis zu einem rund 13 Proz. betragenden Aluminiumgehalt und einen Abfall derselben bei noch höherem Aluminiumgehalt. Der Gebirgszug, welcher so dargestellt wird, hat also eine Gipfellinie in einer der *Cu-Mn*-Kante fast parallel verlaufenden Geraden, und man kann durch „Höhenlinien" die Punkte gleicher Magnetisierbarkeit verbinden. Diese Höhenlinien scheinen links von der Gipfellinie steiler abzufallen, als sie rechts von derselben ansteigen.

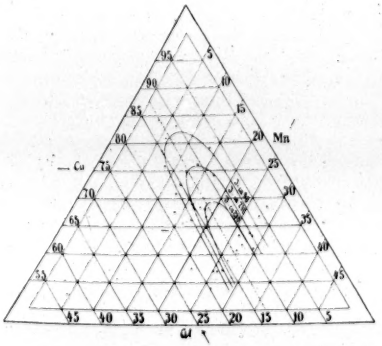


Fig. 1[1]).

Die Fig. 1 zeigt die obere Ecke des Dreiecks und — idealisiert — den Verlauf der Gipfel- und Höhenlinien. Die Einzelbeobachtungen sind in Form von Kreisen eingetragen.

Auf Grund dieser Versuchsresultate hat nun Heusler eine Hypothese über den Träger der stark ferromagnetischen Eigenschaften aufgestellt. Er selbst sagt hierüber folgendes[1]):

„Eine Erklärung des magnetischen Verhaltens der Manganaluminiumbronzen ergibt sich, wenn man von der Erwägung ausgeht:

1. daß Kupfer und Aluminium eine Verbindung $AlCu_3$ bilden; diese Annahme ist zuletzt durch die aus Tammanns Laboratorium hervorgegangene Arbeit von Gwyer[2]) begründet worden, auf welche wir auch wegen der älteren Literatur verweisen;

2. daß Mangan und Kupfer eine Reihe von Mischkristallen bilden, deren Schmelzpunktminimum bei einem Mangangehalt von rund 30 Proz. liegt. Dies ist das Ergebnis einer Untersuchung von S. F. Shemtshushny, T. T. Urasow und A. E. Rykowsky[3]). An ihrer Richtigkeit ist angesichts einiger im Laboratorium der Isabellenhütte an technischen Mangankupferlegierungen von 5—30 Proz. Mangangehalt gemachten Beobachtungen nicht zu zweifeln, überdies ist R. Sahmen[4]) ... zu demselben Ergebnis gelangt."

Die Annahme Heuslers geht nun dahin, daß in der Verbindung $AlCu_3$ Kupfer durch Mangan isomorph ersetzt werden kann, so daß Verbindungen $Al_x(Mn, Cu)_{3x}$ existieren, und diese letzteren betrachtet er als den Träger der stark ferromagnetischen Eigenschaften in den Aluminiummanganbronzen. Der Buchstabe x deutet an, daß hier noch keine Festsetzung über die Größe der ferromagnetischen Molekel getroffen ist, ob dieselbe nur eine einfache oder unter Umständen auch eine komplexe sein kann. Es liegt also eine chemische Verbindung von Aluminium mit einem isomorphen Gemenge von Mangan und Kupfer vor, so zwar, daß die Gesamtzahl der Mangan- plus Kupferatome das Dreifache der Aluminiumatome ist:

$$Al_x Cu_a Mn_{(3x-3a)}.$$

Wenn man diese Hypothese macht, dann bezeichnet die Gipfellinie der obigen Figur die Lage der Verbindungen $Al_x(Mn, Cu)_{3x}$, und es erscheint natürlich, daß für gleichen Mangangehalt bei wechselndem Aluminiumgehalt das Maximum der Magnetisierung der chemischen Verbindung entspricht. Es ist ferner ver-

1) Die obige Figur befindet sich bei: Fr. Heusler, Wallach-Festschrift, loc. cit., S. 472, ferner bei Preusser, loc. cit., S. 80 und in der Zeitschr. f. anorgan. Chemie **61**, 277, 1909.

1) Vgl. Zeitschr. f. anorgan. Chemie **61**, 277—278, 1909; bei der Redaktion eingelaufen am 3. Okt. 1908. Siehe auch die vorläufige Mitteilung in den Schriften der Ges. zur Beförderung d. ges. Naturwiss. zu Marburg, 6. Juni 1908, Sitzungsber., S. 203.

2) Gwyer, Zeitschr. f. anorgan. Chemie **57**, 114, 1905.

3) Shemtshushny, Urasow und Rykowsky, Journ. russ. phys.-chem. Ges. **38**, 1050, 1906 und Zeitschr. f. anorgan. Chemie **57**, 253, 1905.

4) Sahmen, Zeitschr. f. anorgan. Chemie **57**, 20, 1905.

ständlich, daß im Bereich der Gipfellinie selbst die Magnetisierung mit wachsendem Mangangehalt steigt.

Um Mißverständnissen vorzubeugen, soll hier nochmals betont werden, daß die bereits 1903 publizierten Tatsachen der Heusler-Hauptschen Konzentrationsreihe des ca. 30prozentigen Mangankupfers durch die neueren Erfahrungen durchaus bestätigt wurden und sich ebenfalls der obigen Hypothese unterordnen. Das 30prozentige Mangankupfer ist eine feste Lösung, welche zufällig fast genau 1 Atom Mangan auf 2 Atome Kupfer enthält. Die dem Maximum der Magnetisierbarkeit entsprechende Bronze dieser Konzentrationsreihe entspricht daher der Verbindung $Al_1 Mn_1 Cu_2$, welche sich in das allgemeine System der Verbindungen $Al_1(Mn,Cu)_{3x}$ einreiht.

Die weitere Prüfung der obigen Hypothese bleibt einstweilen vorbehalten. „Für das ganze Gebiet der ternären Metallegierungen", sagt Heusler, „dürfte dieser Hypothese eine grundlegende Bedeutung zukommen. Sie hat eine Parallele in den Systemen Mangan — Eisen — Kohlenstoff, wo man die Existenz gemischter Eisen-Mangankarbide $C_x(Mn, Fe)_{3x}$ annimmt." Weiterhin sei dann an dieser Stelle auch noch speziell an die ternären Zinn-Manganbronzen erinnert, deren stark ferromagnetische Eigenschaften, soweit die bisherigen Forschungen ergeben haben, an die Existenz zweier, den obigen Strukturformeln ähnlicher Verbindungen geknüpft sind, wie im nächsten Kapitel (vgl. S. 907) näher auseinandergesetzt werden wird.

Um die Richtigkeit der Heuslerschen Hypothese zu beweisen, müßten vor allem auch metallographische Untersuchungen zu Hilfe genommen werden, deshalb hat auf Veranlassung Heuslers Herr Rich. Lorenz mit derartigen Untersuchungen begonnen. Übrigens sind vor einiger Zeit schon von Knowlton[1]) mikrophotographische Versuche an Heuslerschen Legierungen beschrieben worden. Er konnte im ganzen drei verschiedene Kristallarten beobachten, von denen eine in direkter Beziehung zu den gemessenen Magnetisierungswerten zu stehen schien. Es läßt sich jedoch zurzeit aus den mitgeteilten Versuchen kein tieferer Einblick in den Mechanismus der ganzen Erscheinungen gewinnen.

Hiermit dürfte die Frage nach dem Träger der stark ferromagnetischen Eigenschaften in den Aluminium-Manganbronzen im Prinzip wohl als gelöst zu betrachten sein, wenngleich im einzelnen noch zahlreiche weitere Experimente nötig sind, um nach allen Seiten hin die neue Hypothese vollständig zu fundieren. Es gebührt Herrn Heusler das große Verdienst, auf Grund seiner eigenen Beobachtungen und der Messungen seiner Marburger Mitarbeiter selbst als Erster das wahre Wesen der von ihm entdeckten Aluminium-Manganbronzen erkannt zu haben. Es sei mir gestattet, hierauf besonders hinzuweisen, weil neuerdings auch von Ross[1]) genau dieselbe Hypothese aufgestellt wurde, welche Heusler bereits 3 Jahre früher als wohlbegründet der Öffentlichkeit übergeben hatte. Dieser Hinweis dürfte wohl genügen, um die diesbezüglichen Prioritätsansprüche Heuslers zu rechtfertigen.

Ich möchte nun noch ganz kurz auf eine sehr wichtige Erscheinung zu sprechen kommen, die ebenfalls vom Standpunkte dieser neuen Hypothese aus ohne weiteres verständlich wird. Bekanntlich sind die Heuslerschen Bronzen unmittelbar nach dem Guß im allgemeinen durchaus nicht stark magnetisierbar, man muß sie erst durch eine richtige künstliche Alterung (mehr oder weniger langes Erhitzen auf höhere Temperatur) in den Zustand maximaler Magnetisierbarkeit überführen.

Die ersten Erkenntnisse in dieser Richtung verdanken wir den Arbeiten von Heusler[2]), Haupt[2]) und weiterhin auch Preusser[2]), welche zahlreiche Alterungsversuche an Aluminium-Manganbronzen ausführten und dabei wichtige Aufschlüsse über die starke Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der thermischen Vorgeschichte erhielten. Neuerdings hat dann Take[3]) diese Messungen wieder aufgenommen und dieselben — vor allem in konsequenter Verbindung mit Umwandlungsstudien — nach allen nur möglichen Richtungen hin ausgeführt. Dabei hat sich noch eine bedeutende Erweiterung und zudem auch prinzipielle Änderung unserer bisherigen Anschauungen über das Wesen der Alterung ergeben. Es hat sich gezeigt, daß die Alterung eine Superposition zweier Strukturumlagerungen darstellt: 1. Entwicklung stark ferromagnetischer Elementarmagnete, meßbar in der Zunahme der Sättigungsmagnetisierung; 2. muß noch eine weitere, von der ersten vollständig verschiedene Umlagerung angenommen werden, der zufolge die freie Richtbarkeit der Elementarmagnete (bzw. der Bahnebenen rotierender Magnetisierungselektronen) mehr oder minder stark im Laufe einer Alterung herab-

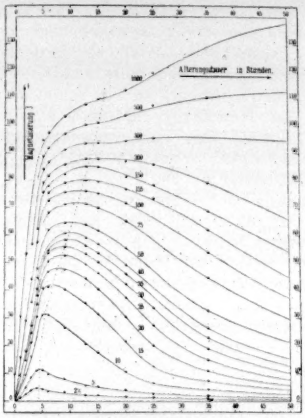
1) A. A. Knowlton, Phys. Rev. **32**, 54—68, 1911.

1) A. D. Ross, Journ. de Phys. (5) **1**, 117—123, 1911, vgl. auch A. D. Ross und R. C. Gray, Edinburgh, Proc. **31**, 85—99, 1910.

2) loc. cit.

3) loc. cit.

gesetzt wird. Diese zweite Strukturänderung ist meßbar durch den Verlauf des maximalen Grenzwertes der Koerzitivkraft; ferner gibt sich dieselbe dadurch sehr deutlich zu erkennen, wie die folgende Fig. 2 zeigt, daß die Magnetisierungswerte — bei kleinen und mittleren Feld-



Die Magnetisierungsänderungen einer abgeschreckten, schmiedbaren Aluminium-Manganbronze nach einer Alterung bei 209° C. Parameter: Effektive Feldstärke.

Fig. 2 [1]).

werten als Parametern — nur im ersten Verlauf der Alterungszeit anwachsen und dann nach Erreichung eines maximalen Wertes wieder mehr oder weniger stark abnehmen, um sich schließlich einem stabilen Grenzwerte asymptotisch zu nähern.

Die eben geschilderten Verhältnisse beobachtete man am schärfsten an solchen Probestücken, welche vor dem Beginn der Alterung von Rotglut (etwa 600° C) aus abgeschreckt wurden. Bei langsam erkalteten Proben ist bereits im Laufe der Abkühlung Zeit genug vorhanden zur Bildung stark ferromagnetischer Elementarmagnete und auch zur zweiten Umlagerung, auf deren Wesen gleich noch näher eingegangen wird. Je langsamer also die Abkühlung einer Probe vorgenommen wurde, um so mehr muß die Alterungsfähigkeit derselben abnehmen [2]).

Dies sind im wesentlichen die qualitativen Erscheinungen der Alterung. Fragen wir nun nach einer Erklärung derselben, so gestattet uns die Heuslersche Hypothese eine sehr klare Vorstellung. Träger der stark ferromagnetischen Eigenschaften ist die chemische Verbindung $Al_x(Mn,Cu)_{3,x}$. Diese Annahme drängt nun ganz entschieden zu der Vorstellung, daß bei hohen Temperaturen die relativ komplizierte Verbindung $Al_x(Mn,Cu)_{,x}$ in mehr oder minder große Bruchstücke dissoziiert ist, die dann ihrerseits sich eventuell in einer festen Lösung mit dem Rest der Legierung befinden, und daß also die bei der Alterung abgeschreckter Proben (oder auch durch langsame Abkühlung von hohen Temperaturen aus) auftretende Bildung stark ferromagnetischer Elementarmagnete erst durch Assoziation der chemischen Verbindung $Al_x(Mn,Cu)_{3,x}$ zustande kommt. Andererseits wäre auch eine etwas modifizierte Vorstellung zulässig. Verschiedene neuere Versuche [1]) auf dem Gebiete der ferromagnetischen Legierungen legen den Gedanken nahe, daß der Ferromagnetismus überhaupt keine Eigenschaft einzelner Molekeln sei, sondern daß das Vorhandensein eines bestimmten Raumgitters erst die notwendige Vorbedingung für das Auftreten ferromagnetischer Eigenschaften bildet. Wir könnten hiernach in vorliegendem Falle annehmen, daß bei den Heuslerschen Aluminium-Manganbronzen die stark ferromagnetischen Eigenschaften erst dann auftreten, wenn die einzelnen Molekeln $Al_x(Mn,Cu)_{,x}$ nach ihrer Rückbildung aus den dissoziierten Bruchstücken sich nun weiterhin durch Ausscheiden aus der festen Lösung zu einem kristallisierten Aggregat von ganz bestimmtem Aufbau zusammengeschlossen haben. Welche dieser Vorstellungen den Tatsachen entspricht, läßt sich zurzeit noch nicht entscheiden. Wir wollen daher ganz allgemein auch nur von ferromagnetischen Elementarmagneten reden.

Wie die neueren Untersuchungen Takes gezeigt haben, existiert nun aber außerdem noch eine zweite, von der ersten wesensverschiedene Strukturumlagerung, der zufolge die freie Richtbarkeit der stark ferromagnetischen Elementarmagnete mit wachsender Alterungsdauer stark abnimmt. Diese zweite Konstitutionsänderung

1) Vgl. auch noch 6 weitere analoge Figuren in der Göttinger Abhandl., loc. cit., von E. Take. Obige Fig. 2 befindet sich ebenda, sowie in den Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 1068, 1910.

2) Diese Erscheinung wurde nach Beendigung der oben erwähnten Versuche Takes auch von Ross und Gray (Zeitschr. f. anorgan. Chemie **63**, 349, 1909) bestätigt. Übrigens war auch Heusler bereits seit längerem bekannt, daß die beim Guß langsam abgekühlten Bronzen nach dem Erkalten schon ziemlich stark magnetisierbar und daher nur wenig alterungsfähig sind.

1) Vgl. K. Honda, Ann. d. Phys. (4) **32**, 1003—1026, 1910; Loutschinsky, C. R. **148**, 1759—1760, 1909; S. Hilpert, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 293—299, 1909; Pierre Weiss, Zeitschr. f. Kristallogr. **29**, 411, 690, 1898. Siehe ferner auch die referierende Zusammenstellung hierüber in der Göttinger Abhandl. von E. Take, loc. cit., S. 97—98.

kann man sich vorstellen als eine Komplexbildung zwischen den einzelnen Elementarmagneten[1]). Damit wird zugleich ein Anschluß an die frühere Annahme von Richarz zur Erklärung der Heusler-Asterothschen Versuche (vgl. weiter unten) geschaffen, daß nämlich eine Legierung um so größere Molekularkomplexe enthält, je langsamer dieselbe von einer oberhalb des magnetischen Umwandlungspunktes gelegenen Temperatur aus abgekühlt wurde. Hierin ist andererseits enthalten, daß langsame Abkühlung und künstliche Alterung abgeschreckter Proben insofern ihrem Wesen nach dieselben Vorgänge darstellen, als bei beiden dieselbe Entwicklungstendenz der inneren Strukturumlagerungen zugrunde liegt. Die künstliche Alterung bewirkt also nur eine Auslösung unterkühlter, labiler Zustände mit Hilfe der thermischen Bewegung, worauf ja ganz allgemein bereits Heusler in seiner ersten diesbezüglichen Publikation hingewiesen hat. Indessen führen Alterungsversuche einer und derselben Bronze bei verschiedenen Temperaturen, wie Take gezeigt hat, doch nicht alle zu demselben stabilen Endresultat, vielmehr treten je nach der Höhe der Alterungstemperatur die verschiedensten stabilen Endzustände auf. Auch lassen sich anscheinend durch Alterung unter Umständen noch stabilere Verhältnisse schaffen, als sie selbst durch die langsamste Abkühlung je experimentell zu erreichen sind. Dies geht aus den Takeschen Messungen der maximalen Koerzitivkraft hervor: dieselbe betrug z. B. bei einer Heuslerschen Schmiedebronze nach 16stündiger Abkühlungsdauer von 800° C bis Zimmertemperatur nur 26,8 Gauß, während sich die Koerzitivkraft derselben Probe durch Abschrecken von 600° C und darauf folgende passende[2]) Alterung oberhalb der ursprünglichen magnetischen Umwandlungstemperatur bis auf 167,6 Gauß steigern ließ! Das ist rund die doppelte Höhe der bei den härtesten Magnetstahlen beobachteten Koerzitivwerte.

Wir sehen also, wie hiermit das ganze Gebiet der wichtigen, an den Aluminium-Manganbronzen beobachteten Alterungserscheinungen unter dem Gesichtspunkte der Heuslerschen Hypothese über den Träger der stark magnetischen Eigenschaften sofort verständlich wird. Wie oben bereits angeführt wurde, ist hierin als Spezialfall einbegriffen die bereits im Jahre 1905 von Heusler[1]) entdeckte Erscheinung, daß Erhitzen über den magnetischen Umwandlungspunkt, Abschrecken und Altern kleine Koerzitivkraft und Hysterese ergibt, während langsame Abkühlung und Altern eine große Hysterese zur Folge hat. Diese Versuche, deren Wirkung sich in verstärktem Maße bei den von Herrn Heusler im Jahre 1905 entdeckten schmiedbaren Aluminium-Manganbronzen geltend macht, wurden seinerzeit quantitativ durch Asteroth[2]) bestätigt und von Richarz[3]) erklärt (vgl. oben, S. 904, Spalte 1).

Träger der stark ferromagnetischen Eigenschaften in den Aluminium-Manganbronzen ist also nach der Annahme Heuslers die chemische Verbindung $Al_x(Mn, Cu)_{3x}$. Woher es nun aber kommt, daß gerade bei dieser chemischen Verbindung mit einem Male stark ferromagnetische Eigenschaften auftreten, wissen wir einstweilen noch nicht. Indessen haben Richarz, Weiss und Take verschiedene Hypothesen ausgesprochen, wie diese Erscheinung möglicherweise zu erklären sei.

Im Anschluß an seine Erklärung des Atommagnetismus durch rotierende Helmholtzsche Elementarquanten[4]) hat Richarz auf mehrere Möglichkeiten[5]) hingewiesen, wie man sich das Auftreten der stark magnetischen Eigenschaften in den Heuslerschen Legierungen vorstellen könne. Einmal sei es möglich[6]), daß die Bil-

1) Die beiden Umlagerungen einer Alterung geben sich auch sehr deutlich durch den Verlauf der spezifischen Wärme zu erkennen, was Dippel (loc. cit.) untersucht hat. Eine schmiedbare Aluminium-Manganbronze wurde zunächst bei 600° C abgeschreckt und dann gealtert; dabei ergab sich mit wachsender Alterungsdauer zunächst eine Zunahme und weiterhin eine bedeutende Abnahme der spezifischen Wärme. Das Auftreten des Maximums erklärt Take (Göttinger Abhandl., loc. cit., S. 125) einfach durch Superposition der beiden Alterungs-Strukturumlagerungen: Die Entwicklung der ferromagnetischen Elementarmagnete ist nach Take mit einer Zunahme der spezifischen Wärme verbunden, andererseits muß die zweite Strukturumlagerung der Komplexbildung nach der von Richarz aufgestellten kinetischen Theorie fester Körper eine Abnahme der spezifischen Wärme zur Folge haben. Die von Dippel gemachte Beobachtung kommt also als Differenzwirkung zustande, wobei dann im Beginn der Alterung der Einfluß der Elementarmagnete, im weiteren Alterungsverlauf aber der Einfluß der Komplexbildung auf die spezifische Wärme überwiegt.

2) Wegen Einzelheiten sei auf die Göttinger Abhandl. von E. Take verwiesen.

1) Fr. Heusler, Marburger Sitzungsber., November 1905, loc. cit.

2) P. Asteroth, loc. cit.

3) Vgl. Asteroth, Inaugural-Dissertation, Marburg 1907, loc. cit., S. 51–53.

4) Sitzungsber. d. niederrhein. Ges. zu Bonn, 4. Dez. 1893; Sitzungsber. d. Münch. Akad. **24**, 3, 1894; Wied. Ann. **52**, 410, 1894.

5) Richarz hat auch darauf aufmerksam gemacht, daß jede seiner Annahmen für den magnetischen Zustand eine größere Beweglichkeit gewisser Elektronen voraussetzt. Daraus leitete er die Vermutung her, daß ein Zusammenhang zwischen Magnetisierbarkeit einerseits und elektrischer Leitfähigkeit und thermoelektrischem Verhalten andererseits bei den Heuslerschen Legierungen zu erwarten ist. Durch die Versuche von F. A. Schulze (loc. cit.) haben sich diese Vermutungen im wesentlichen bestätigt gefunden.

6) Zeitschr. f. anorgan. Chemie **61**, 271, 1909.

dung der starken Elementarmagnete beim Altern durch konstitutive Änderungen der Struktur bedingt werde, wodurch innerhalb des Molekularverbandes Elektronen zur Rotation gelangen, die vorher nicht rotierten. Zweitens sei es denkbar[1]), daß im stark magnetischen Zustande Magnetisierungselektronen mit größerer Geschwindigkeit oder in weiteren Bahnen rotierend vorhanden seien, als im schwach magnetischen Zustande. Eine dritte Möglichkeit[2]), auf die z. T. auch Weiss[3]) aufmerksam gemacht hat, sei die, daß im Manganatom die Zirkulation gewisser Elementarquanta oder die Richtbarkeit der rotierenden Elementarquanten für gewöhnlich durch benachbarte, elektrisch entgegengesetzt geladene Elementarquanten behindert sein könne, daß dagegen diese Behinderung durch die in den Heuslerschen Legierungen vorhandenen Verbindungen des Manganatoms mit Aluminium- und Kupferatomen beseitigt werde. Diese letztere Ansicht spricht Weiss mit folgenden Worten aus: „On peut, pour un corps magnétique, concevoir deux manières de ne pas être ferromagnétique: ou ..... ou bien, le champs moléculaire existant, les molécules sont bloquées par d'autres forces qui les empêchent de tourner. On peut se demander, si tel ne serait le cas du manganèse, aux molécules duquel des métaux étrangers, l'aluminium et le cuivre, rendraient en les écartant leur mobilité".

Schließlich sei noch auf eine andere elektronentheoretische Erklärungmöglichkeit hingewiesen, welche Take[4]) ausgesprochen hat: Langevin[5]) nimmt an, daß jede Molekel eines para- bzw. ferromagnetischen Körpers ein von Null verschiedenes magnetisches Moment besitzt, welches resultiert aus der geometrischen Addition aller einzelnen magnetischen Momente, die von den sämtlichen innerhalb des Molekularverbandes zirkulierenden Elektronen erzeugt werden. Hiernach wäre das Auftreten stark ferromagnetischer Erscheinungen beim Altern auch folgendermaßen denkbar: Bereits vor der Alterung sind in den einzelnen noch getrennten Bausteinen der Elementarmagnete, insbesondere wohl in den Manganatomen, eine gewisse Anzahl von Elektronen in Rotation begriffen, indessen auf solchen Bahnen, daß die magnetischen Momente der Elektronenbahnen in den einzelnen Bausteinen der späteren stark magnetischen Elementarmagnete sich nach außen hin nur zu einem sehr kleinen Gesamtmoment addieren. Bei dem Aufbau der stark magnetischen Elementarmagnete, sei es durch Alterung oder durch langsame Abkühlung, werden nun durch Umlagerung die einzelnen Bahnen der zirkulierenden Magnetisierungselektronen derart deformiert oder gegeneinander verschoben, daß nunmehr bei der fertigen Verbindung $Al_x(Mn, Cu)_3$ ein sehr großes resultierendes Gesamtmoment auftritt.

1) F. Richarz, diese Zeitschr. **12**, 155, 1911.
2) Vgl. W. Gebhardt, Inaugural-Dissertation, Marburg 1909, S. 35—36; ferner F. Richarz, Compt. rend. au Congrès international de radiologie et d'électricité, Brüssel 1911, S. 623.
3) Pierre Weiss, Journ. de Phys. (4) **6**, 689, 1907.
4) E. Take, Göttinger Abhandl., loc. cit., S. 99—100.
5) Langevin, Ann. Chem. Phys. (8) **5**, 70—127, 1905.

II. Die Eigenschaften der Bor-, Arsen-, Antimon-, Wismut- und Zinn-Manganlegierungen.

Von Fr. Heusler.

Wie ich bereits an anderem Ort[1]) mitgeteilt habe, hatte ich mir schon unmittelbar nach der Entdeckung der ferromagnetischen Manganlegierungen die Ansicht gebildet, daß man zur Erklärung dieser Erscheinungen annehmen müsse, daß chemische Verbindungen sich bilden, wenn man Mangan oder Mangankupfer mit Zinn, Aluminium, Arsen, Antimon, Wismut oder Bor legiert. Für jeden Chemiker war es im Jahre 1898/99, als ich anfing, systematisch über dieses Gebiet zu arbeiten, selbstverständlich, daß Arsen, Antimon und Bor sich chemisch mit den Metallen verbinden, mit denen man sie legiert. Zweifelhaft war dieses für Aluminium, Zinn und Wismut. Denn Tammanns Arbeiten waren zu jener Zeit noch nicht bekannt, und die von anderen Forschern vor Tammann gemachten Annahmen über chemische Verbindungen der Metalle untereinander waren damals nicht frei von Zweifeln.

Ich glaubte also durch Messungen der magnetischen Eigenschaften die chemische Konstitution der Legierungen ermitteln zu können, welche meinen Namen tragen. Dazu waren am besten geeignet die Legierungen, welche in Form kompakter Stäbe gegossen werden konnten, und welche relativ starken Magnetismus besaßen. Das waren die ternären Legierungen von Mangankupfer mit Aluminium und Zinn. Die ersten Messungen ergaben aber starke Schwankungen, veranlaßt durch die Vorgeschichte der Legierungen. Deshalb war es im Interesse einer exakten Entscheidung der Frage nach der Konstitution der ferromagnetischen Legierungen nötig, sehr umfangreiche Versuchsreihen an den Legierungen des Mangankupfers mit Aluminium durchzuführen. Das Resultat dieser Versuche hat Herr Take im vorstehenden geschildert,

1) Wallach-Festschrift 1909, S. 467—477 (Göttingen, Verlag von Vandenhoeck & Ruprecht). Vgl. auch Chem. Zentralbl. 1909, II, S. 1529.

und ich will nur anschließen, daß die ausgezeichnete Arbeit dieses jungen Forschers die schmiedbare Heusler-Bronze (Mangan-Aluminium-Kupfer mit etwa 15 Proz. Mangan und etwa 10 Proz. Aluminium) zu den bestbekannten ternären Metallegierungen gemacht hat. Ich bin nunmehr in der Lage, meine eigenen Untersuchungen dieses Materials abzuschließen und werde über die Resultate demnächst berichten, welche den Zusammenhang der Struktur mit den magnetischen Eigenschaften klar stellen werden.

Man hat den langen, aber des Erfolges sicheren Weg meiner Arbeit offenbar nicht verstanden. So erklärt sich, daß z. B. die Herren Hilpert und Dieckmann[1]) davon sprechen, daß oft ternäre und quaternäre Systeme untersucht wurden und man daher bestimmte Schlüsse nur schwer ziehen konnte, weil die Lage der magnetischen Umwandlungspunkte stark abhängig war von der Vorbehandlung des Materials. Ich muß umgekehrt sagen, daß ich gerade aus diesem Grunde in fast allen Arbeiten, welche bisher über Manganarsen, Manganantimon, Manganwismut und vielleicht sogar über Manganbor ausgeführt sind, nicht viel mehr als vorläufige Versuche erblicken kann. Denn alle diese Arbeiten messen die magnetischen Eigenschaften von Präparaten, ohne die Möglichkeit oder Wahrscheinlichkeit zu beachten, daß auch diese Legierungen in verschiedenen Modifikationen existieren können. Nachdem ich im Verein mit Haupt, Preusser und Take an Mangan-Aluminium-Kupfer und gemeinsam mit Faßbender an Manganantimon und Manganzinn gezeigt habe, daß die Vorgeschichte der Proben einen entscheidenden Einfluß auf Art und Höhe der Magnetisierbarkeit ausübt, müssen erschöpfende Untersuchungen irgendwelcher ferromagnetischen Legierungen diese Vorfragen eingehend berücksichtigen, bevor man berechtigt sein will, aus den magnetischen Eigenschaften einen Rückschluß auf die chemische Konstitution zu machen.

Im komme damit zu den hartnäckigen Bestrebungen des Herrn Wedekind, welcher sich bemüht (vgl. seine Schrift „Magnetochemie", Berlin, Gebr. Borntträger, 1911), meine Beobachtungen als zufälliger Art hinzustellen, und der sich selbst das Verdienst zuschreiben möchte, erkannt zu haben, daß der starke Ferromagnetismus in den Legierungen von Mangan und Mangankupfer mit Arsen, Antimon, Wismut, Bor, Aluminium und Zinn eine molekulare Eigenschaft ist. Ich habe schon in der Wallach-Festschrift nachdrücklich diese Schlußfolgerung als mein geistiges Eigentum in Anspruch genommen, und ich bedaure, daß Herr Wedekind diese Reklamation dadurch zu erledigen glaubt, daß er sie in seinem genannten Buche ignoriert. Ebenso bedaure ich, nach den vielfachen Feststellungen der Priorität, zu denen ich gegenüber Herrn Wedekind und anderen Forschern gezwungen war, daß derselbe[1]) neuerdings wieder eine Abhandlung über Manganwismut schreibt, in welcher er mit keinem Wort erwähnt, daß ich Manganwismut als magnetisierbar bereits 1902 erwähnt und besonders darauf hingewiesen habe, daß die Entstehung einer ferromagnetischen Legierung des Mangans mit dem diamagnetischen Wismut besonderes Interesse biete.

In chemischer Hinsicht ist über die ferromagnetischen Legierungen oder Verbindungen von Mangan mit Bor, Arsen, Antimon, Wismut und Zinn das Folgende zu sagen:

Manganbor. Ich habe 1901 bzw. 1903 mitgeteilt, daß Manganbor magnetische Eigenschaften zeigt. Es ist ein merkwürdiger Zufall, daß diese Eigenschaft so ausgezeichneten Forschern wie Troost und Hautefeuille entgangen ist. Denn ich habe nach deren Verfahren (wie auch auf andere Weise) durch Zusammenschmelzen von Mangankarbid mit Borsäureanhydrid Manganbor erhalten und magnetisierbar gefunden. Auch Binet du Jassoneix[2]), welcher ebenfalls 1904 über Manganbor arbeitete, und sogar Wedekind[3]), welcher 1905, also zwei Jahre nach Veröffentlichung meiner ersten Arbeiten, Manganbor beschrieb, fanden die stark magnetischen Eigenschaften des Manganbors nicht. Ich machte daher Herrn Wedekind brieflich auf diese interessante Eigenschaft des Manganbors aufmerksam. Als Antwort hielt derselbe vier Wochen später einen Vortrag[4]) in der Deutschen-Bunsengesellschaft, der zu meiner obigen Reklamation den ersten Anlaß gab.

Herr Wedekind stellte es so dar, als ob er einen Schritt weiter gekommen sei als ich (ich hatte damals schon festgestellt und längst veröffentlicht, daß bei den aus 30prozentigem Mangankupfer und Aluminium hergestellten Legierungen das Maximum der Magnetisierbarkeit erreicht wird, wenn ein bestimmtes Atomverhältnis von Aluminium zu Mangan erreicht wird, ich hatte also bewiesen, daß ein chemischer Vorgang stattfindet), indem er chemische Verbindungen an der Hand habe. Ich stelle fest, daß Herr Wedekind damals nur

1) Ber. d. D. Chem. Ges. **44**, 2831, 1911.

1) Ber. d. D. Chem. Ges. **44**, 2831, 1911.
2) Compt. rend. **139**, 1209, 1904.
3) Ber. d. D. Chem. Ges. **38**, 1228, 1905.
4) Zeitschr. f. Elektrochemie, 1905.

unreine Präparate in der Hand hatte. Es ist das Verdienst des Herrn Binet du Jassoneix[1]), neben der von Troost und Hautefeuille dargestellten Verbindung MnB_2, welche in reinem Zustand fast unmagnetisch ist, die Verbindung MnB rein dargestellt und den Nachweis erbracht zu haben, daß die letztere Träger der ferromagnetischen Eigenschaften ist. Nach den Resultaten dieses Forschers muß ich annehmen, daß das von mir nach dem Verfahren von Troost und Hautefeuille erhaltene Manganbor ein Gemenge von MnB und MnB_2 war.

Manganarsen. Ich habe 1901 bzw. 1903 mitgeteilt, daß Manganarsen magnetisierbar sei. Dem hat Herr Wedekind[2]) widersprochen. Mit Unrecht, denn das von ihm dargestellte Präparat, welches angeblich eine chemische Verbindung $MnAs$ und unmagnetisch sein sollte, gibt beim Erwärmen im Reagierzylinder schon bei Temperaturen weit unter Rotglut Arsendämpfe ab und wird dabei ferromagnetisch. Diese von mir gemachte, bisher nicht veröffentlichte Beobachtung ist in etwas anderer Form auch von Hilpert und Dieckmann[3]) gemacht worden und von Wedekind[4]) selbst später bestätigt. Sehr bemerkenswert ist das Manganarsenid $MnAs$ von Hilpert und Dieckmann[3]), dasselbe bietet von allen ferromagnetischen Legierungen die größte Wahrscheinlichkeit, daß ein chemisches Individuum vorliegt. Leider aber war es nicht geschmolzen und nicht in kompakten Stücken zur magnetometrischen Untersuchung zu bringen. Diesem Manganarsenid $MnAs$ entspricht das Maximum der Magnetisierbarkeit (Hilpert und Dieckmann).

Die Existenz der von Wedekind und Veit neuerdings angenommenen Verbindung Mn_3As ist nach Hilpert und Dieckmann durchaus zweifelhaft.

Manganantimon. Nach meinen ersten Mitteilungen, wonach sowohl Mangan als Mangankupfer beim Legieren mit Antimon ferromagnetisch werden, habe ich Herrn Faßbender[5]) veranlaßt, magnetometrische Messungen anzustellen. Es lagen dazu kompakte geschmolzene Stücke vor, welche aber mechanisch nicht zu bearbeiten waren und daher in Pulverform gemessen werden mußten. Diese Proben sind insofern bemerkenswert, als sie an gealterten Proben angestellt wurden. Einzelne Proben wurden auch vor dem Altern rotwarm in kaltem Wasser abgeschreckt, aber die hier-

1) Compt. rend. **142**, 1336, 1906; Ber. d. D. Chem. Ges. **40**, 3193, 1907. — Vgl. auch Wedekind, Ber. d. D. Chem. Ges. **40**, 1259, 1907.
2) Zeitschr. f. Elektrochemie **11**, 850, 1905.
3) Ber. d. D. Chem. Ges. **44**, 2378, 1911.
4) Ber. d. D. Chem. Ges. **44**, 2663, 1911.
5) Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 256, 1908.

mit erhaltenen Resultate sind nicht erschöpfend, da insbesondere hochmanganhaltige Proben Herrn Faßbender nicht vorlagen. Es ist daher hier zu verweisen auf die in Tammanns Laboratorium von Rob. S. Williams[1]) ausgeführte Arbeit, welcher die Existenz von Mn_2Sb und von Mn_3Sb_2 nachwies und qualitativ ein Maximum der Magnetisierbarkeit bei Mn_2Sb fand.

Die Existenz einer Verbindung von $MnSb$, welche von Wedekind behauptet worden war, wird von Williams ausdrücklich bestritten. Neuerdings haben Hilpert und Dieckmann[2]) die Existenzmöglichkeit einer Verbindung $MnSb$ erörtert und Manganantimon aus dem Amalgam dargestellt; anscheinend aber haben sie eine Verbindung $MnSb$ nicht eindeutig nachweisen können.

Manganwismut. Manganmetall wie Mangankupfer geben, wie ich 1902 bzw. 1904 mitgeteilt habe, mit Wismut ferromagnetische Legierungen. Magnetometrische Messungen habe ich noch nicht vornehmen lassen können. Messungen liegen auch noch nicht vor für Manganwismut, welches neuerdings Wedekind[3]) sowie Hilpert und Dieckmann[4]) dargestellt haben.

Manganzinn. Einige Lieferungen von Manganzinn, welche die Isabellenhütte vor langen Jahren nach England zu machen hatte, haben mir seinerzeit die Gelegenheit gegeben, diese Legierungen zu untersuchen und dabei zum ersten Male die Entstehung einer ferromagnetischen Legierung aus unmagnetischen Metallen zu beobachten. Als ich später diese Erscheinungen systematisch zu studieren anfing, stellte ich zunächst fest,

1. daß Manganzinn magnetisch bleibt, wenn man es mit Kupfer legiert,

2. daß Mangankupfer magnetisch wird, wenn man Zinn einführt.

Diese beiden Tatsachen konnte ich nur erklären, indem ich annahm, daß ein chemischer Vorgang stattfindet (vgl. Wallach-Festschrift, S. 468), Manganzinn ist später untersucht worden von Herrn Williams[5]), welcher zwei Verbindungen, Mn_4Sn und Mn_2Sn, annimmt. Die erstere Verbindung fand er bei qualitativen Versuchen besonders stark magnetisch.

Auf meine Veranlassung hat Faßbender in seiner oben erwähnten Arbeit verschiedene Manganzinnlegierungen ebenfalls als Pulver gemessen und ein Maximum der Magnetisierbarkeit bei Mn_4Sn gefunden.

1) Zeitschr. f. anorgan. Chemie **55**, 1, 1907; wegen der Messungen vgl. auch Honda, Ann. d. Phys. (4) **32**, 1003—1026, 1910.
2) Ber. d. D. Chem. Ges. **40**, 2831, 1911.
3) Ber. d. D. Chem. Ges. **44**, 2663, 1911.
4) Ber. d. D. Chem. Ges. **40**, 2831, 1911.
5) Zeitschr. f. anorgan. Chem. **55**, 1, 1907.

Ferner hat Haupt bei seiner langen, gemeinsam mit mir ausgeführten Arbeit verschiedene von mir aus 30prozentigem Mangankupfer und Zinn hergestellten Legierungen gemessen (in Stabform). Es ergab sich ein Maximum bei einer ca. 18 Proz. Zinn enthaltenden Legierung. Neuerdings haben dann A. D. Ross und R. C. Gray[1]) eine weitere Reihe von Legierungen des 30prozentigen Mangankupfers mit Zinn hergestellt und magnetometrisch gemessen. Sie fanden ein zweites, stärkeres Maximum bei einem Zinngehalt von ca. 38 Proz. Diese Beobachtung ist mir nicht unerwartet gekommen, da eine Hypothese, welche ich aussprechen werde, sobald die Beweise dafür fertig sein werden, durch diese Beobachtung gestützt wird.

III. Zusammenfassung von Abschnitt I und II.

1. Die Guillaumesche Hypothese zur Erklärung des starken Ferromagnetismus der Heuslerschen Aluminium- und Zinn-Manganbronzen nimmt mit Faraday für reines Mangan eine stark magnetische Modifikation an mit sehr tief gelegener Umwandlungstemperatur, letztere soll durch Zusatz von Aluminium bzw. Zinn nach oben gerückt werden, und dadurch soll in diesen Legierungen der starke Magnetismus in Erscheinung treten. Dieser Hypothese liegen jedoch keine Tatsachen zugrunde, ihre Schlußfolgerungen sind nicht genügend begründet, und zudem bietet sie keine Erklärung für den starken Ferromagnetismus der Heuslerschen *As*-, *Sb*-, *Bi*- und *B*-Legierungen.

2. Im Gegensatz zu der nur mangelhaft begründeten und durchgeführten Hypothese von Guillaume hat Heusler eine vollkommen alle Eigenschaften erklärende Hypothese aufgestellt, denn er hat die ferromagnetischen Manganlegierungen nicht nur entdeckt, sondern auch zuerst 1903 bewiesen, daß die Entstehung des starken Ferromagnetismus auf der Bildung chemischer Verbindungen beruht, also eine molekulare Eigenschaft ist. Priorität Heuslers gegenüber Wedekind.

3. Welches die stark ferromagnetischen chemischen Verbindungen sind, ist im vorstehenden berichtet und im einzelnen nachgewiesen (Heusler, Haupt, Preusser, Williams, Ross, Hilpert).

4. Die im vorstehenden auseinandergesetzten Untersuchungen lehren in physikalischer Hinsicht in der Heuslerschen Aluminium-Manganbronze ein überaus interessantes Material kennen. Dasselbe besitzt sowohl im übrigen wie speziell in magnetischer Hinsicht sehr wertvolle Eigenschaften, letzteres besonders in bezug auf die Hysterese.

4a. Nach dem von Heusler angegebenen Verfahren lassen sich speziell die schmiedbaren Aluminiumbronzen in eine unmagnetische Modifikation überführen, und bei richtiger Alterung derselben wird dann ein stark magnetisches Material von sehr kleiner Hysterese erhalten (Heusler, Asteroth, Take).

4b. Nach dem von Take angegebenen Verfahren lassen sich speziell die schmiedbaren Aluminiumbronzen durch eine andere passende Alterung in eine äußerst stark permanent magnetische Modifikation überführen.

5. Für das Auftreten des starken Ferromagnetismus in den chemischen Verbindungen sind auf elektronentheoretischer Grundlage Hypothesen ausgesprochen von Richarz, Weiss und Take.

6. Die unter 4a erwähnten physikalischen Eigenschaften erklärt Richarz durch sehr geringes Auftreten von Komplexbildung zwischen den Elementarmagneten in dem einen Falle, aber sehr starkes in dem anderen.

7. Die Prozesse beim Altern erklärt Take auf Grund seiner diesbezüglichen Versuche durch zwei Umwandlungen: die erste ist die allmähliche Bildung der Heuslerschen stark ferromagnetischen Verbindungen; die zweite ist deren allmähliche Komplexbildung, welche auch von Richarz zur Erklärung der Heusler-Asterothschen Versuche angenommen. Diese Komplexbildung bewirkt auch die von Take erhaltenen enorm hohen Koerzitivkräfte, welche nach dem unter 4b angegebenen Verfahren auftreten.

(Eingegangen 17. Juli 1912.)

1) Edinburgh Proc. 31, 85—99, 1910.

BESPRECHUNGEN.

G. K. Burgess u. H. Le Chatelier, The Measurement of High Temperatures. 3. neubearbeitete und vermehrte Auflage. 8. XVIII und 510 S. mit 178 Fig. New York, John Wiley & Sons. 1912. 4 Dollars.

Die genauere Messung hoher Temperaturen ist im letzten Jahrzehnt ein immer größeres Bedürfnis für Wissenschaft und Technik geworden und auch bis zu einem gewissen Grade vollendet ausgebildet, so daß es sehr zeitgemäß erscheint, daß dieses Buch jetzt unter Berücksichtigung aller Neuerungen von berufenster Seite neubearbeitet ist, nachdem es 1900 zuerst von Le Chatelier, dem Erfinder der

beiden wichtigsten brauchbaren Meßmethoden, dem *Pt*-Thermoelement und der Strahlungsmessung, geschrieben war. Es werden darin nach der Temperaturskala die verschiedenen Methoden der Pyrometrie mit Gasthermometer, Kalorimeter, Thermoelement, Widerstandsthermometer und Strahlungspyrometer, sowohl mit Hilfe der Gesamt- wie der optischen Strahlung, behandelt, woran sich Kapitel über Registrierpyrometer und über Eichung von Pyrometern anschließen. Die verschiedenen Instrumente werden nach historischen Erläuterungen eingehend auch im Hinblick auf die Bedürfnisse der Technik behandelt und auch Hilfsinstrumente wie Millivoltmeter, Ohmmeter usw. sehr passend unter Heraushebung der für den Hauptzweck notwendigen Eigenschaften besprochen. Überall werden die Fehlerquellen genügend beleuchtet und die Genauigkeitsgrenzen angegeben, so daß das Werk auch dem Nichtfachmann einen guten Überblick gewährt. Unbequem erscheint dem Referenten die Aufspeicherung der Zitate in einer angehängten Bibliographie unter Stichwörtern. Etwas entlegenere Zitate findet man schwer oder gar nicht. H. v. Wartenberg.

A. G. Webster, The dynamics of particles and of rigid, elastic and fluid bodies. Second Edition. (B. G. Teubners Sammlung von Lehrbüchern auf dem Gebiete der mathematischen Wissenschaften mit Einschluß ihrer Anwendungen. Band XI.) gr. 8. XI u. 588 S. mit 172 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner — New York, G. E. Stechert & Co. — London, Williams & Norgate. 1912. Geb. M. 14.—

Der Teubnersche Verlag hat das Wagnis unternommen, auch fremdsprachliche Lehrbücher der exakten Wissenschaften herauszugeben. Von diesen muß die in 1. Auflage 1904 erschienene Dynamik von Webster als ein besonders glücklicher Griff bezeichnet werden, wie schon die Notwendigkeit dieser zweiten Auflage beweist, die sich übrigens kaum von der ersten unterscheidet. Wir wüßten auch nicht, was man angesichts der überaus geschickten Anordnung und der geradezu meisterhaften Darstellung des umfassenden Stoffes an dem Buche ändern sollte.

Das Werk zerfällt in drei Hauptteile, deren erster die allgemeinen Grundlagen (General Principles) enthält, und mit Definitionen sowie den Eigenschaften der Vektoren beginnt. Wenn der Verfasser auch nirgends die Schreibweise der sog. Vektorrechnung benutzt, so erleichtert doch die Vorwegnahme der Beziehungen zwischen gerichteten Größen die später folgende Behandlung zahlreicher Probleme.

In der Punktmechanik (Kap. II) geht der Verfasser auf die Zentralkräfte und die Pendelbewegung einschließlich des sphärischen Pendels näher ein, um dann im III. Kap. den Energiesatz und im IV. Kap. die Minimalprinzipe der Mechanik zu erläutern. Den Schluß des ersten Teils bilden in Kap. V spezielle Schwingungsvorgänge mit besonderer Berücksichtigung der Resonanz und die Theorie zyklischer Systeme.

Der zweite Teil, die Dynamik starrer Körper, beginnt in Kap. VI wieder mit allgemeinen Auseinandersetzungen über Vektoren, insbesondere über Drehvektoren und Kräftepaare, woran sich ein kurzer Abriß der Schraubentheorie von Ball anschließt. Darauf folgt in Kap. VII eine gut abgerundete und durch zahlreiche Versuche erläuterte Kreiseltheorie.

Im dritten Teile wird die Potentialtheorie (Kap. VIII) durch einige mathematische Ausführungen insbesondere über krummlinige Koordinaten nach Lamé eingeleitet, worauf dann die Sätze von Green, Gauß und Poisson folgen, während das bekannte Theorem von Stokes schon im ersten Teile Platz gefunden hatte. Eine Anzahl von Verteilungsproblemen bietet Gelegenheit zur Darstellung des Dirichletschen Prinzips und verwandter Untersuchungen. Der Mechanik deformierbarer Körper sind die letzten drei Kapitel des Werkes gewidmet, von denen das IX. allgemeine Ausführungen über Formänderungen und Spannungen bringt, während in Kap. X die Statik elastischer Körper (u. a. das Problem von De St. Vincent) und der idealen Flüssigkeiten abgehandelt wird. Den Abschluß bildet in Kap. XI die Hydrodynamik einschließlich der Viskosität.

Dazu kommen im Anhang noch einige mathematische Zusätze. Es unterliegt keinem Zweifel, daß das vorliegende Buch auch in der zweiten Auflage in Deutschland viele dankbare Leser finden wird. Deren Zahl dürfte noch bedeutend anwachsen durch eine deutsche Übersetzung, deren Erscheinen nach einer Ankündigung in Klein-Sommerfelds Kreiseltheorie (S. 937) hoffentlich nicht mehr länger auf sich warten läßt. H. Lorenz.

E. Mach, Populär-wissenschaftliche Vorlesungen. Vierte, vermehrte und durchgesehene Auflage. 8. XII u. 508 S. Mit 73 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1910. Geheftet M. 6,80, gebunden M. 7.50

Die Anzeige der neuen Auflage erscheint etwas verspätet. Aber der bloße Abdruck des Titels mit dem Zusatze, daß es sich um eine „vermehrte" Auflage handelt, muß eigentlich genügend erscheinen gegenüber einem Buche, dessen Existenz jedem Physiker eine Freude ist und das er wohl immer in erster Reihe nennt, wenn er von Fernerstehenden um Angabe eines Werkes ersucht wird, welches einen Begriff von physikalischem Denken und Forschen geben kann. Neu hinzugekommen sind die Aufsätze: Beschreibung und Erklärung, ein kinematisches Kuriosum; der physische und psychische Anblick des Lebens; zum physiologischen Verständnis der Begriffe; werden Vorstellungen und Gedanken vererbt? Leben und Erkennen; eine Betrachtung über Raum und Zeit. A. Coehn.

E. Orlich, Die Theorie der Wechselströme. Bd. 12 der Math.-Phys. Schriften für Ingenieure und Studierende. 37 Fig. im Text. 94 S. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1912. Geh. M. 2.40, geb. M. 2.80

Dieses Büchlein ist als Einführung in die Wechselstromtechnik gedacht. Es befaßt sich hauptsächlich mit der mathematischen Seite des Gegenstandes. Der erste Abschnitt handelt von den einwelligen Strömen und ihren fundamentalen Eigenschaften, der nächste von den mehrwelligen Strömen, der dritte von den Mehrphasenströmen, der letzte von der Hautwirkung. Sämtliche Betrachtungen beschränken sich auf periodisch gewordene (eingeschwungene) Zustände; Anfangs- und Ausgleichsvorgänge werden also nicht behandelt.

Eine außerordentlich klare und knappe Ausdrucksweise hat es dem Verfasser ermöglicht, auf dem engen Raume von noch nicht hundert Seiten einen sehr umfangreichen Stoff zu bewältigen. Es

ist freilich nicht zu verkennen, daß diese Kürze der Darstellung das Büchlein zu einer für den Anfänger ziemlich schwierigen Lektüre macht.

In dem Buche wird besonders auf die Frage eingegangen, wie weit gewisse vielgebrauchte Begriffe und Darstellungsweisen exakt richtig sind, z. B. der Begriff der Phasenverschiebung zweier Wechselstromkurven und die Darstellung von Wechselströmen durch Vektordiagramme. Dieses und manches andere, was zunächst nur für reine Sinusströme einen guten Sinn hat, ist manchmal gar zu unbedenklich auf Ströme beliebiger Kurvenform übertragen worden. Es ist daher sehr verdienstlich, daß der Verfasser an diesen Fragen nicht vorübergeht, sondern sie mit aller wissenschaftlichen Strenge erörtert.

Karl Willy Wagner.

R. Marc, Vorlesungen über die chemische Gleichgewichtslehre und ihre Anwendung auf die Probleme der Mineralogie, Petrographie und Geologie. gr. 8. VI u. 212 S. mit 144 Abbildungen. Jena, Gust. Fischer. 1911. M. 5.—

Verf. behandelt in 13 Vorlesungen (s. Z. in Jena gehalten) die bisherige Anwendung und die künftige Anwendbarkeit physikalisch-chemischer Betrachtungen und Experimente auf petrographische und kristallographische Probleme. Die Einleitung bildet die Lehre vom Gleichgewicht, wobei verschiedenen Arten mechanischen Gleichgewichts physikalisch-chemische Fälle zugeordnet werden.

Die Phasenlehre wird z. B. an dem Gleichgewicht zwischen SiF_4, H_2O, SiO_2, HF, das Massenwirkungsgesetz z. B. an den aus CaO, CO_2 aufgebauten Systemen erläutert. Schmelzkurven werden an H_2O, Umwandlungskurven an Schwefel und an $MgSiO_3$ demonstriert. Für Kristallisations- und Umwandlungsgeschwindigkeit werden Tammanns Versuche sowie auch das Verhalten natürlicher Silikate herangezogen. Es folgen binäre Eutektika von Metallen, solche von Silikaten nach Vogt und solche von Systemen, die Day und Genossen aus CaO, SiO_2 aufbauten. Daran reihen sich Lösungen und Mischkristalle nach den Theorien von van't Hoff und von Roozeboom, mit Anwendungen auf Feldspate. Ternäre Systeme werden hergestellt mit K-, Na und Ca-Feldspat nach Vogt sowie mit SiO_2, CaO, MgO nach den Experimenten des geophysikalischen Carnegie-Institutes. Es folgen Konzentrations-Temperaturkurven wäßriger Lösungen, das Verhalten der Hydrate, Barus' Experimente über granitartige Magmen und van't Hoffs Untersuchungen über isotherm-isobare Kristallisation aus meerwasserähnlichen Lösungen. Den Schluß bilden einige Teile der Kapillarchemie, Marcs Versuche über Adsorption an wachsenden Kristallen sowie Betrachtungen über Erdinneres und Vulkanismus nach Daubrée, Tammann, Arrhenius, Baur u. a.

Das Buch verzichtet naturgemäß auf thermodynamische Ableitungen und ist leicht verständlich und dabei anregend geschrieben.

Johnsen.

G. W. Berndt, Kompendium der Experimentalphysik. (Kollegienhefte Band II, herausgegeben von K. Foehr.) gr. 8. X u. 193 S. mit 58 in den Text eingedruckten Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1911. Geb. M. 6.—

Unter dem Sammelnamen „Kollegienhefte" erscheint zurzeit eine Reihe von Bänden, die den Stoff und den Inhalt einer größeren Zahl akademischer Vorträge aller Fachrichtungen bringen. Diese Kollegienhefte, in Form und Inhalt ähnlich den „Handbooks" der amerikanischen Universitäten und Hochschulen, sollen bei der Vorbereitung zu Prüfungen und in der Praxis Verwendung finden, sie sollen in die Kollegia mitgenommen werden, um dort durch Notizen und Skizzen individuell ergänzt und erweitert zu werden; zu diesem Zwecke werden die Bände nur gebunden und mit Skizzierpapier durchschossen in den Handel gebracht. Die Verfasser der bis jetzt erschienenen Bände sind meist Dozenten des Polytechnikums in Cöthen; das hier vorliegende „Kompendium der Experimentalphysik" bildet den zweiten Band der Sammlung. Es enthält keine Ableitungen und weitergehende Entwicklungen, da der gewaltige Stoff nach Möglichkeit konzentriert werden mußte, wohl aber eine Fülle positiven Materiales, Zahlen, Formeln, Tabellen, ferner zahlreiche Skizzen, Inhaltsverzeichnis, Register. Aufgefallen ist dem Referenten, daß Namen von Physikern wiederholt unrichtig wiedergegeben sind, so muß es z. B. heißen: Laplace statt Laplave (S. 38), Lüppo-Cramer statt Lüppe-Cramer (106), Occhialini statt Pochialini (178). Doch das sind nur Kleinigkeiten, die den Wert des Werkes nicht herabsetzen sollen.

Rich. Lucas.

M. Dolinski, Lehrbuch der Physik für höhere Handelsschulen (Handelsakademien). gr. 8. IV u. 252 S. mit 196 Figuren und 1 Tafel. Wien, Carl Fromme. 1910. M. 3.50

Entgegen dem Brauch vieler neuerer Lehrbücher haben wir hier zusammenhängenden Text, demnach scheint das Buch für selbständiges Lernen eingerichtet zu sein.

Ob es aber dazu geeignet ist, erscheint fraglich. Es werden viele Tatsachen rein dogmatisch hingestellt (z. B. Konstanz des Potentials auf Leitern, Zahl der Kraftlinien = Kraft, Dichteänderung der Säure im Akkumulator), ohne innere Begründung. Dadurch leistet man leerem Wortwissen Vorschub.

Da es seinem Titel nach sich an solche Leser wendet, die eigentlich mit den Elementen vertraut sein müßten, könnte ein tieferes Eingehen erwartet werden.

Kochan.

W. Donle, Lehrbuch der Experimentalphysik für den Unterricht an höheren Lehranstalten. 5. u. 6. verbesserte Auflage. gr. 8. VIII u. 396 S. mit 420 Textabbildungen, 1 Spektraltafel und über 600 Übungsaufgaben. Stuttgart, Fr. Grub. 1911. Gebunden M. 3.60

Über das Donlesche Lehrbuch ist an dieser Stelle wiederholt referiert worden [**6**, 88, 1905; **9**, 78, 1908]; was über die 4. Auflage an dieser Stelle gesagt worden ist, gilt im wesentlichen auch für die neuen Auflagen.

R. Lucas.

A. L. W. E. van der Veen, Physisch en kristallografisch Onderzoek naar de Symmetrie van Diamant. Leiden 1911.

Der Verf. benutzte 400 von Molengraaff kristallographisch ausgewählte Diamanten, sowie noch weiteres Material zur Entscheidung der Frage, ob der Diamant regulär holoedrisch oder tetraedrisch sei. Die

kristallographische Untersuchung zeigte, daß die häufige Einkerbung der Oktaederkanten, die man oft auf tetraedrische Zwillingsbildung zurückgeführt, nur eine Wachstumserscheinung sei, ebenso wie die Flächenkrümmungen und die Einschnürungen der Würfelflächen des Diamanten und die sogenannten Dekreszenzen des Flußspates. Die acht Oktaederflächen zeigen in ihrer Größe eine meist ganz unregelmäßig verteilte Verschiedenheit, nur zufällig ist diese Verteilung zuweilen von tetraedrischer Symmetrie.

Die Untersuchung der Pyroelektrizität wurde nach der vom Verf. etwas modifizierten P. P. Kochschen Methode (Mainz 1902) ausgeführt, und zwar zum Vergleich auch an einigen anderen Substanzen, welche teils bei gleichmäßiger, teils nur bei ungleichmäßiger Erwärmung bekanntermaßen elektrische Erregung aufweisen. Da der Diamant ein guter Wärmeleiter ist und daher ungleichförmige Erwärmung schnell in gleichförmige übergeht, bei welch letzterer aber regulär tetraedrische Kristalle keine elektrische Erregung erfahren, so empfiehlt sich mehr die piezoelektrische Methode, wie sie von Curie angewandt und vom Verf. modifiziert wurde; auch diese wurde auf andere Substanzen ausgedehnt, die bekanntermaßen durch gerichteten Druck elektrisch geladen werden. Verwendet wurde bei beiden Methoden ein Elektrometer nach Elster und Geitel, das sich durch geringe Kapazität, große Empfindlichkeit und geringe Trägheit auszeichnet.

I. Pyroelektrizität (im weiteren Sinne).

Substanz	Spannung d. Elektrometers in Volt
Strontiumditartrat-Tetrahydrat	20
Kieselzinkerz	15
Turmalin	3
Quarz	1,5
Zinkblende	0,4
Borazit	0,2
Diamant	0,00

Diese Daten haben keine quantitative Bedeutung.

II. Piezoelektrizität bei 1 kg Druck.

Substanz	Ladung d. Elektrometers in absol. elektrostat. Einheiten
Benzil	0,237
Lithiumtrinatriummolybdat-Hexahydrat	0,140
Antimonylbariumtartrat-Monohydrat	0,109
Rubidiumtartrat	0,080
Quarz	0,062
Turmalin	0,053
Zinkblende	0,047
Patschuli-Kampfer	0,0014
Diamant	0,0000

Also ist der Diamant nach diesen zwei Methoden ebenso wie nach der geometrisch-kristallographischen Untersuchung nicht tetraedrisch. Johnsen.

H. Lehmann, Die Kinematographie, ihre Grundlagen und ihre Anwendungen. „Natur und Geisteswelt". 358. Bändchen. 117 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1911. Geb. M. 1.25

Das Büchlein, das mit dem früher besprochenen (13, 463, 1912) im Gegenstande übereinstimmt, unterscheidet sich von dem letzteren hauptsächlich durch die Ausführlichkeit die hier den psychologisch-physiologischen Grundlagen gewidmet wird. Sie werden hier ausführlich vom Standpunkte der Theorie von P. Linke behandelt, der die stroboskopischen Erscheinungen als Täuschungen des Identitätsbewußtseins ansieht. Dem eigentlich psychologischen Teil geht noch ein philosophischer Exkurs voran, der die Stellung der Kinematographie unter den Erfindungen zu systematisieren sucht. In der Mißbilligung der überwuchernden Verwendung der Kinematographie zu Schaubudenzwecken ist sich Verf. mit Wolf-Czapek einig, und gleich ihm weist er als Gegenmittel auf die wichtigen Anwendungsgebiete der Kinematographie in Wissenschaft und Unterricht hin. Byk.

Arthur Freiherr v. Hübl, Die photographischen Lichtfilter. Encyklopädie der Photographie. Heft 74. Halle a. S., W. Knapp. 1910. M. 4.50

Das Buch behandelt die spektralen Eigentümlichkeiten der Farbstoffe, soweit sie für die Photographie Bedeutung haben. Das Physikalische tritt dabei hinter den Zwecken der Anwendung zurück. Diese mehr auf die Praxis gerichtete Tendenz zeigt sich schon in der eigentümlichen Ausdrucksweise, in der die spektralanalytischen Grundlagen ihre Erörterung finden. So wird z. B. die Darstellung der Absorptionskoeffizienten in der Wellenlängenskala als Absorptionsrelief bezeichnet, und die bei Verstärkung der absorbierenden Schicht erreichte Nuance wird Grenzfarbe genannt. Zunächst werden die verschiedenen Farbstoffe in chemischer und spektralanalytischer Hinsicht charakterisiert und die Nachbildung gegebener Filter auf Grund der Absorptionskurven gelehrt, wobei auch auf die Technik der Herstellung eingegangen wird. Dann folgt die Einteilung der Filter nach ihren verschiedenen Anwendungen in der Photographie, wobei der Verfasser monochromatische Filter für astro- und mikrophotographische Zwecke, Schutzfilter zur Beleuchtung von Dunkelkammern, Kompensationsfilter zur Korrektur der spektralen Empfindlichkeitsverteilung einer Platte und endlich Selektionsfilter zur Abgrenzung eines ganzen Spektralbezirks für Dreifarbenaufnahmen unterscheidet. A. Byk.

W. Spalteholz, Über das Durchsichtigmachen von menschlichen und tierischen Präparaten. Nebst Anhang über Knochenfärbung. gr. 8. 48 S. Leipzig, S. Hirzel. 1912. M. 1.—

Auf der Hygiene-Ausstellung in Dresden fielen in der Abteilung „Der Mensch" einige wundervoll durchsichtig gemachte menschliche und tierische Präparate auf. Das Fleisch und die Knochen erschienen durchzogen von ungezählten, fein verteilten Äderchen, die, rot gefärbt, in dem glasartigen Körper in allen Einzelheiten verfolgbar waren. Diese Präparate waren von dem Verfasser der hier vorliegenden kleinen Schrift angefertigt, und das Rezept, das Verwendung fand, ist ausführlich in ihr beschrieben. Der Grundgedanke, der den Verfasser bei seinem Verfahren geleitet hat, ist der, daß ein Körper dann am wenigsten Licht reflektiert und das Maximum seiner Durchsichtigkeit erreicht, wenn er von einer Substanz durchtränkt ist, deren Brechungsindex dem mittleren Brechungsindex des Körpers gleich ist. Die vorher entwässerten und entkalkten Präparate zeigen etwas verschiedene Brechungsexponenten auch dann, wenn es sich um gattungsgleiche Gebilde handelt. Knochen des Oberarms wurden am besten durchsichtig, wenn der Brechungsexponent der Einbettungssubstanz $nD = 1{,}547$ betrug. Dieser Exponent ergab sich nach verschiedenen Methoden, unabhängig von der

chemischen Zusammensetzung der Durchtränkungsflüssigkeit: so hatten 5 Gewichtsteile Wintergrünöl und 3 Gewichtsteile Benzylbenzoat, welche den gleichen Brechungsindex wie 3 Gewichtsteile der ersten Substanz und 1 Gewichtsteil Isosafrol haben, auch die gleiche Durchsichtigkeit des in sie gebetteten Präparates. Erich Marx.

K. W. Wolf-Czapek, Angewandte Photographie in Wissenschaft und Technik. I. Teil: Die Photographie im Dienste der anorganischen Naturwissenschaften. Berlin. Union, Deutsche Verlagsanstalt, Zweigniederlassung 1911. 100 S. M. 4.50

Das Buch, dessen erster Teil hier vorliegt, soll ein Sammelwerk über Anwendungen der Photographie in einzelnen Spezialgebieten werden. Hier berichtet H. Becker über Anwendungen in Physik und Chemie, wovon naturgemäß nur Proben gebracht werden können. Als solche werden unter anderem Photographien der Brownschen Bewegung und der stehenden Lichtwellen gegeben. Es folgen dann Kapitel über Astronomie und Astrophysik, Meteorologie sowie Mineralogie und Geologie. Zahlreiche Photographien illustrieren die einzelnen Anwendungsformen, wobei auch auf stereoskopische Wirkung Rücksicht genommen wird. Byk.

J. Poirot, Phonetik. (Handbuch der physiologischen Methodik, herausgegeben von Robert Tigerstedt. Band III, Abt. 6.) gr. 8. 276 S. mit 106 Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1911. M. 10.—

Das vorliegende Buch gibt eine klare und erschöpfende Darstellung der phonetischen Methodik, die sich während der letzten 20 Jahre in staunenswerter Weise entwickelt hat. Verfasser erwähnt sämtliche Methoden von der einfachen Laryngoskopie und stroboskopischen Untersuchung bis zu den allermodernsten, hochgradig komplizierten graphischen Methoden und ingeniösen Apparaten zur Analyse von Klangkurven. Als Anhang folgen Rechnungsformeln und Produktentabellen, ferner ein ausführliches Literaturverzeichnis.

Jörgen Möller.

Viktor Pöschl, Einführung in die Kolloidchemie. Ein Abriß der Kolloidchemie für Lehrer, Fabrikleiter, Ärzte und Studierende. 3. verb. Auflage. gr. 8. 80 S. Dresden, Theodor Steinkopff. 1911. M. 2.—

In rascher Folge folgt auf die ersten beiden Auflagen nun schon die dritte. Ich brauche zu meinem früheren Referate keine weiteren Empfehlungen hinzuzufügen, ich hoffe mit dem Verfasser, daß diese Neuauflage „denselben Beifall findet wie die beiden ersten". Riesenfeld.

H. Klingelhöffer, Leitfaden der Physik. gr. 8 u. 187 S. mit Figuren. Giessen, E. Roth. 1908, M. 1.60, gebunden M. 2.—

Das Büchlein ist zur Einführung in die Physik durchaus geeignet. Geschickt aufgebaut, legt es dem Lehrer keine Fesseln in der Methode an. Daher sind auch keine fertigen Apparate abgebildet, sondern nur Schemabilder in hinreichender Klarheit. Kochan.

Tagesereignisse.

Der **Deutsche Optiker-Verband** hat eine Schule für Optiker ins Leben gerufen. Der optische Unterricht liegt in den Händen des Regierungsrats Dr. Alexander Gleichen, Mitglied des Kaiserlichen Patentamtes. Die Direktion ist Berlin, Engel-Ufer 7b. Die Schule bezweckt die theoretische und die praktische Ausbildung von älteren Gehilfen, um sie den hohen Anforderungen der heutigen Technik entsprechend in der Optik möglichst zu fördern.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Wien der Professor an der Staatsgewerbeschule im 17. Wiener Bezirk Dr. Julius Zellner für Experimentalchemie und Dr. Arthur Erich Haas als Privatdozent für Geschichte der Physik, an der deutschen Universität Prag Dr. Edmund Weiß für Physik.

Ernannt: Der Instructor für chemische Forschungen an der Universität Chicago Dr. Ernest Anderson zum Assistant-Professor für allgemeine und physikalische Chemie an der Massachusetts-Ackerbauschule in Amherst, Frau Professor Dr. Margrete Bose, die bisher den Lehrstuhl für Physik an der Escuela Superior de Ciencias Fisicas der Universidad Nacional de La Plata inne hatte, zum Vorsteher des Laboratoriums für Experimentalpsychologie an derselben Hochschule, Dr. Darzens zum Professor der Chemie an der École Polytechnique in Paris an Stelle des in den Ruhestand tretenden Georges Lemoine, der Oberlehrer am Realgymnasium zu Berlin-Lankwitz Georg Ruhm zum etatsmäßigen Professor der Mathematik an der Landwirtschaftlichen Akademie zu Bonn-Poppelsdorf, der Assistent am chemischen Laboratorium der Universität Kopenhagen Dr. Niels Bjerrum zum Dozenten für anorganische Chemie ebenda, der Kustos am mineralogischen Institut der Universität Warschau Siegmund Stephan Weyberg zum a. o. Professor der Chemie an der Universität Lemberg, der Dozent an der École normale supérieure E. Cartan zum Professor für Differential- und Integralrechnung an der Faculté des Sciences in Paris, der Dozent Blanc zum Professor der Physik an der Universität Caen.

Verliehen: Dem Privatdozenten für angewandte Physik und Assistenten am elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Herbert Hausrath der Titel Professor.

Gestorben: In Teneriffa der Physiker R. H. M. Bosanquet F.R.S., der Lecturer für Chemie und Metallurgie an der Guys Hospital Dental School in London Dr. John Wade, der Astronom John Franklin Adams, der em. Professor der Mathematik an der Yale University Eugene Lamb Richards.

Angebote.

Gesucht

Physiker oder physikalischer Chemiker

als Privatassistent. Näheres bei der Redaktion zu erfahren.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.